



Utilisation du rayonnement optique pour l'étude des caractéristiques spatiotemporelles d'un faisceau d'électrons. - Application à TTF

A. Variola

► To cite this version:

A. Variola. Utilisation du rayonnement optique pour l'étude des caractéristiques spatiotemporelles d'un faisceau d'électrons. - Application à TTF. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1998. Français. NNT: . tel-00675704

HAL Id: tel-00675704

<https://theses.hal.science/tel-00675704>

Submitted on 1 Mar 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THÈSE

*présentée
pour obtenir*

*le grade de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
de l'Université de Paris XI Orsay*

par

Alessandro Variola

*Utilisation du rayonnement optique pour l'étude des
caractéristiques spatiotemporelles d'un faisceau
d'électrons. Application à TTF.*

soutenue le 30 janvier 1998 devant la Commission d'Examen

MM.	J.	LEFRANCOIS	Président
	X.	ARTRU	Rapporteur
	J.	AUBERT	
	M.	CASTELLANO	
	R.	CHEHAB	
	L.	WARTSKI	Rapporteur

Table des matières

Introduction	1
Tesla - TTF	5
L'injecteur - phase I	5
Chapitre 1 - Rayonnement de Transition - Rappels théoriques	10
1.1) Le Rayonnement de Transition - Introduction	10
1.2) Rayonnement de Transition - Théorie classique	13
1.3) Incidence normale - Particule non relativiste	20
1.4) Incidence normale - Particule ultrarelativiste	20
1.5) Incidence oblique - Particule non relativiste - cas [avant]	22
1.6) Incidence oblique - Particule ultrarelativiste - cas [avant]	22
1.7) Incidence oblique - Particule relativiste et non relativiste cas [arrière]	23
1.8) Incidence normale - Distribution spectrale de l'énergie rayonnée et énergie totale	26
1.9) Extension au cas du faisceau réel	28
Chapitre 2 - La méthode des photons quasi réels. -	30
Application au Rayonnement de Transition	
2.1) Photons Virtuels et photons réels	30
2.2) La méthode des photons quasi- réels	33
2.3) L'application de la méthode des photons quasi- réels au Rayonnement de Transition	34
2.3.1) Représentation dans l'espace des vecteurs d'onde	35
2.3.2) Représentation dans l'espace du paramètre d'impact	39
2.4) La méthode des photons quasi-réels et la RTO dans le cas "avant"	42
Chapitre 3 - Longueur de cohérence et longueur de formation de rayonnement	43
3.1) La longueur de cohérence	43
3.2) La longueur de formation de rayonnement	45
Chapitre 4 - L'émittance - Concept et méthode de mesure	47
4.1) Les grandeurs dynamiques caractérisant le faisceau. L'émittance - La brillance	47
4.1.1) L'espace de phases	48
4.1.2) Le théorème de Liouville	49
4.2) Emittance et Brillance	50
4.2.1) Les représentations de l'émittance - L'ellipse d'émittance- La matrice du faisceau - Les paramètres de Twiss	53
4.3) La mesure de l'émittance d'un faisceau de particules - La méthode des trois gradients - La méthode des trois phases	57
4.3.1) Les matrices de transfert - L'approximation de lentille mince. L'ajustement parabolique	60
4.4) Le cas TTF - Le triplet réel - L'impossibilité d'employer l'approximation de lentille mince	64
4.4.1) La limitation du modèle Triplet	64
4.4.2) La limitation du modèle Triplet avec un faisceau réel	67
4.5) La mesure de l'émittance transverse - L'analyse statistique La méthode pour la détermination des paramètres de la matrice du faisceau	73
4.5.1) L'analyse des mesures de profil du faisceau	74
4.5.2) L'ajustement pour déterminer l'émittance transverse	76
4.6) Les simulations pour la mesure d'émittance	78
4.6.1) Les résultats	79
Chapitre 5 - L'analyse de l'optique associée aux mesures	91
5.1) La dégradation de l'image - Les aberrations	91
5.2) La qualité de l'image - Définitions introductives	97

5.2.1) Comment définir la qualité d'une image - Les paramètres de Linfoot - RI - FTO	99
5.2.2) Réponse Impulsionnelle (RI)	100
5.2.3) Fonction de transfert optique (FTO)	101
5.2.4) Limite supérieure de la Fonction de Transfert Optique Le Pouvoir de résolution	103
5.3) Mesure de la FTO - FTM	104
5.4) Facteurs statistiques de dégradation de l'image - RSB - Fonction d'amplification	107
5.5) Acquisition des images du faisceau - Dispositif optique - Calcul et mesure de la résolution	109
5.5.1) Le dispositif expérimental	109
5.5.2) La résolution - Le calcul et les mesures	112
5.5.3) L'effet de la profondeur de champ	117
5.5.4) La calibration	120
5.6) Le chemin optique pour la mesure de longueur de paquet	120
5.7) La dispersion du paquet - Résolution de la mesure	125
5.8) L'instrumentation - L'acquisition d'images	129
5.8.1) La caméra intensifiée	130
5.8.2) La caméra à balayage de fente	131
5.8.2.1) La carte de trigger pour la caméra à balayage de fente	133
5.8.3) Les lentilles	135
5.8.4) Le système d'acquisition	135
5.9) L'échauffement du radiateur RTO. Limite d'endommagement	138
Chapitre 6 - Les Mesures	140
6.1) Les mesures d'émittance	141
6.1.1) Les mesures à 10 MeV	141
6.1.2) Les mesures d'émittance dans la macroimpulsion	146
6.1.3) Les mesures d'émittance à 8 et 12 MeV	148
6.2) Les résultats et les simulations	169
6.3) Considérations générales	170
6.4) La mesure le long de la macroimpulsion	173
6.5) La mesure de longueur de paquet	180
6.5.1) Le Radiateur Cherenkov	180
6.5.1.1) L'angle Cherenkov, l'angle du radiateur	181
6.5.1.2) Le flux émis	183
6.5.1.3) L'échauffement	183
6.5.1.4) La résolution de la mesure - L'allongement du paquet optique	184
6.5.2) Les simulations - Longueur de paquet, dispersion en énergie	187
6.5.3) Les mesures - Les résultats	191
Annexe 1	203
Annexe2	205
Annexe3	207
Annexe4	209
Resumé et conclusions	212
Bibliographie	214

A Fiorella e Pietro

INTRODUCTION

*Le rayonnement électromagnétique émis par les particules chargées a, depuis fort longtemps, été utilisé pour connaître leurs caractéristiques. L'effet **Cherenkov** découvert par les physiciens russes Cherenkov, Franck et Tamm a permis, dans le détecteur du même nom, de déterminer avec précision la vitesse des particules chargées ou, par l'utilisation du seuil en vitesse caractéristique de cet effet, d'éliminer dans les dispositifs de détection des particules indésirables (Cherenkov à seuil).*

*Le **Rayonnement de Transition (RT)** découvert par Franck et Ginzburg, présenté initialement comme un cas particulier de l'effet Cherenkov, a lui aussi connu un développement important. Ne possédant pas de seuil en énergie, il a pu être utilisé aussi bien pour des particules de faible énergie (15 à 500 eV par Mahan et Gallagher, 5 KeV par F. Launay à Saclay) que dans les détecteurs de particules de grande énergie où l'on observe les photons X de transition.*

*Pour ce qui concerne le problème spécifique des **diagnostics sur les faisceaux** de particules, **électrons** aussi bien que **protons**, les travaux originaux de L.Wartski ont permis d'ouvrir de très larges perspectives pour l'utilisation de ce type de rayonnement, qui est très riche en renseignements puisque l'on peut accéder non seulement à l'image géométrique du faisceau mais aussi à sa divergence et à son énergie. Tous ces aspects sont décrits dans la thèse de L.Wartski à laquelle on pourra se reporter.*

*Les techniques de traitement d'image ont eu un développement très important aussi bien dans les caméras de visualisation **CCD** (Charged Coupled Device) que dans les caméras à balayage de fente où la présence d'un déflecteur permet la transformation de l'information temporelle en information spatiale, plus facile à traiter. La résolution de ces caméras atteint quelques dizaines de microns pour les CCD et la picoseconde (ou moins) pour la caméra à balayage de fente. De plus, l'amélioration de la sensibilité des caméras CCD par l'utilisation de galettes microcanaux permet des observations fines dans la durée des impulsions du faisceau.*

*L'association des rayonnements Cherenkov et de Transition, détectés dans la **bande optique** avec les techniques évoquées plus haut, fournit donc un outil puissant pour l'observation des faisceaux aussi bien dans le plan transverse, conduisant à la détermination de l'**émittance** , que dans le plan longitudinal où l'utilisation de la*

caméra à balayage de fente permet d'accéder à la structure temporelle du micropaquet. La connaissance par ailleurs de la dispersion en énergie permet alors d'accéder à la détermination de l'émittance "complète" en 6D du faisceau.

C'est ce type de programme que nous avons voulu suivre et réaliser sur l'injecteur I de la Tesla Test Facility (TTF) à Hambourg.

La description de ce travail est présentée dans ce mémoire de la façon suivante:

- *Une introduction à TTF situe le cadre de travail en fournissant aussi une brève description des appareillages qui seront utilisés par la suite.*

- *Le premier chapitre présente des rappels théoriques sur le Rayonnement de Transition en partant des travaux de L.Wartski. Les expressions qui seront les plus utiles pour notre application sont présentées et une illustration des résultats pour différentes énergies incidentes et ouvertures angulaires de détection est résumée par des courbes théoriques. Le cas d'un faisceau réel (à divergence non nulle) est également traité.*

- *Le deuxième chapitre, qui représente notre part de réflexion théorique sur le Rayonnement de Transition, présente une description de ce rayonnement par la **méthode des photons quasi-réels**. La possibilité d'utiliser cette méthode, mentionnée par L.Wartski dans sa thèse, nous a incité à traiter le rayonnement de transition par cette méthode; la motivation étant renforcée par l'absence, à notre connaissance, d'un tel traitement pour le Rayonnement de Transition dans la littérature. Les calculs effectués dans ce cadre, aussi bien dans l'espace du paramètre d'impact que dans son conjugué au sens de Fourier, qui est celui des vecteurs d'onde transverses, débouchent en bonne approximation sur les résultats de L.Wartski, comme on peut le voir pour les expressions du rayonnement en fonction de l'angle d'observation. Ce traitement paraît tout a fait adapté à notre utilisation qui concerne l'observation du rayonnement vers l'arrière (backward) qui est le plus généralement utilisé dans les diagnostics de faisceau.*

- *L'étude de la **longueur de cohérence** ou longueur nécessaire à la formation du photon quasi réel est abordée dans le troisième chapitre: l'importance de cette notion est soulignée notamment dans l'exemple expérimental de l'interféromètre de L.Wartski. La zone à partir de laquelle le rayonnement émis au niveau de la feuille apparaît sous la forme de fronts d'onde sphériques et qui correspond à la **zone lointaine de Fraunhofer** est aussi définie dans ce chapitre. Avec ces grandeurs, qui sont d'une*

grande importance notamment lorsqu'on s'intéresse à sa résolution intrinsèque, s'achève la partie du mémoire consacrée à la description du Rayonnement de Transition.

- L'utilisation du **Rayonnement de Transition Optique (RTO)** pour la détermination de l'**émittance** impose de définir préalablement ce concept ou du moins de le rappeler. Partant du **théorème de Liouville** et après avoir précisé les notions d'**espace de phases** et d'**espace de traces**, les différentes notions associées à l'émittance sont rappelées : **émittance normalisée**, **émittance effective** etc. La détermination de l'émittance suppose l'utilisation d'un formalisme (**TRANSPORT**), la description d'une méthode de mesure (**3 gradients**), le choix d'une méthode d'analyse, l'identification des erreurs pouvant affecter la mesure.

Tous ces aspects, comme l'analyse de la méthode des trois gradients et la recherche d'un ajustement numérique efficace adapté aux conditions de notre mesure, sont traités dans le chapitre 4.

- Dans la mesure où les grandeurs à déterminer sont déduites à partir des images optiques fournies par le Rayonnement de Transition ou Cherenkov, il nous a semblé nécessaire de préciser au préalable les grandeurs et les fonctions optiques que nous utiliserons. L'étude des aberrations et la définition de certaines fonctions essentielles telles que la **réponse impulsionnelle**, la **fonction de transfert optique**, le **pouvoir de résolution** et la **fonction de transfert de modulation** est conduite dans le chapitre 5. Une attention particulière a été consacrée au problème de la résolution et à l'optimisation du chemin optique pour la mesure de la longueur du paquet : cette dernière apparaît indispensable lorsqu'on veut limiter les pertes de flux photonique. Les images optiques étant traitées numériquement, l'acquisition des images est aussi évoquée.

- Le chapitre 6 est consacré aux **mesures** d'émittance et de longueur de paquet réalisées sur l'injecteur I de l'installation TTF à Hambourg.

En ce qui concerne l'émittance, les images observées et les profils qui en ont été déduits concernent :

I) la macroimpulsion de 30 μ s

II) des fenêtres de 8 μ s dans cette macroimpulsion

III) des fenêtres plus fines de 1 μ s dans cette macroimpulsion

Ces mesures ont permis d'observer une évolution du comportement du faisceau dans cette macroimpulsion que nous avons quantifié au niveau de l'émittance ou des profils

(en largeur et position). Les observations ont été associées, dans certains cas, au comportement dynamique du faisceau. Le domaine d'énergie dans lequel nous avons opéré était situé entre 8 et 12 MeV.

La mesure de la longueur des micropaquets a été tentée avec le Rayonnement de Transition. Bien que l'image du faisceau sur la macroimpulsion ait été bien visible à l'entrée de la caméra à balayage de fente, le nombre de photons créés par chaque micropaquet et transmis à l'entrée de la caméra était trop faible. C'est la raison pour laquelle nous avons substitué un radiateur Cherenkov (lame de saphir de 0.5 mm d'épaisseur) au radiateur RT. Le gain de plus de deux ordres de grandeur, quant au nombre de photons, nous a permis de réaliser la mesure de longueur de paquet. Cela a été effectué pour différentes conditions de fonctionnement sur la cavité subharmonique ou la cavité de capture.

L'ensemble des mesures obtenues avec les deux types de rayonnement est comparé aux simulations obtenues avec TRANSPORT et PARMELA: cela permet d'avoir une idée plus précise du comportement dynamique du faisceau.

- Dans la conclusion, le commentaire de caractère théorique porte sur l'intérêt du traitement choisi (méthode des photons quasi-réels) et sur le type d'ajustement numérique appliqué pour la mesure d'émittance. Quant aux résultats expérimentaux, les plus significatifs sont rappelés avec les renseignements qu'ils nous ont apportés sur les caractéristiques du faisceau (émittance 6D) comme sur son comportement dynamique.

TESLA-TTF

L'étude et la réalisation d'un collisionneur linéaire $e^- e^+$ à haute énergie est un projet qui présente un intérêt croissant au sein de la communauté scientifique. Cela est dû à la possibilité de réaliser, après le LHC, une installation permettant d'atteindre les 500 GeV au centre de masse afin d'examiner le quark top au moyen de l'analyse $t\bar{t}$ et de produire un boson de Higgs d'une masse aussi grande que 350 GeV environ. Le projet TESLA (TeV Energy Superconducting Linear Accelerator) s'insère dans ce cadre. La collaboration internationale qui s'est développée autour de ce projet concerne plusieurs laboratoires d'Europe, des Etats-Unis et d'Asie.

Afin d'étudier la faisabilité d'un tel projet on développe actuellement la technologie appliquée aux cavités accélératrices supraconductrices pouvant atteindre des gradients de l'ordre de 25 MV/m, un facteur de qualité supérieur à $3 \cdot 10^9$ et un coût de production réduit au moins d'un facteur vingt par rapport aux cavités existantes. Dans cette optique, il a été décidé de réaliser, sur le site des laboratoires de DESY (Hambourg), un prototype d'accélérateur linéaire supraconducteur de 500 MeV d'énergie, dénommé TTF [1] (Tesla Test Facility).

A l'heure actuelle, le projet TTF est en cours de réalisation. On a déjà installé et mis en route avec succès la première phase de l'injecteur à 10 MeV ainsi qu'un premier cryostat à huit cavités qui a permis d'accélérer le faisceau à environ 120 MeV.

Trois laboratoires français ont participé à cette première phase du projet: le DAPNIA-CEA (Saclay), l'IPN (Orsay) et le LAL (Orsay). Ces trois laboratoires se sont essentiellement engagés dans l'étude et la réalisation de l'injecteur de 10 MeV. Au cours des pages suivantes on se penchera sur la description des caractéristiques de cet injecteur.

L'injecteur - phase I

Le projet de l'injecteur a été divisé en deux phases (Injecteur I et Injecteur II). L'injecteur I fournit le même courant moyen requis par le projet TESLA, mais distribué sur un nombre plus élevé de micropaquets à intensité et écart temporel réduits. La phase de l'injecteur II, capable de fournir la même structure de faisceau que celle du projet TESLA, devrait démarrer très prochainement. Les caractéristiques du faisceau et des micropaquets produits à l'intérieur des injecteurs I et II sont illustrées sur la fig.1.

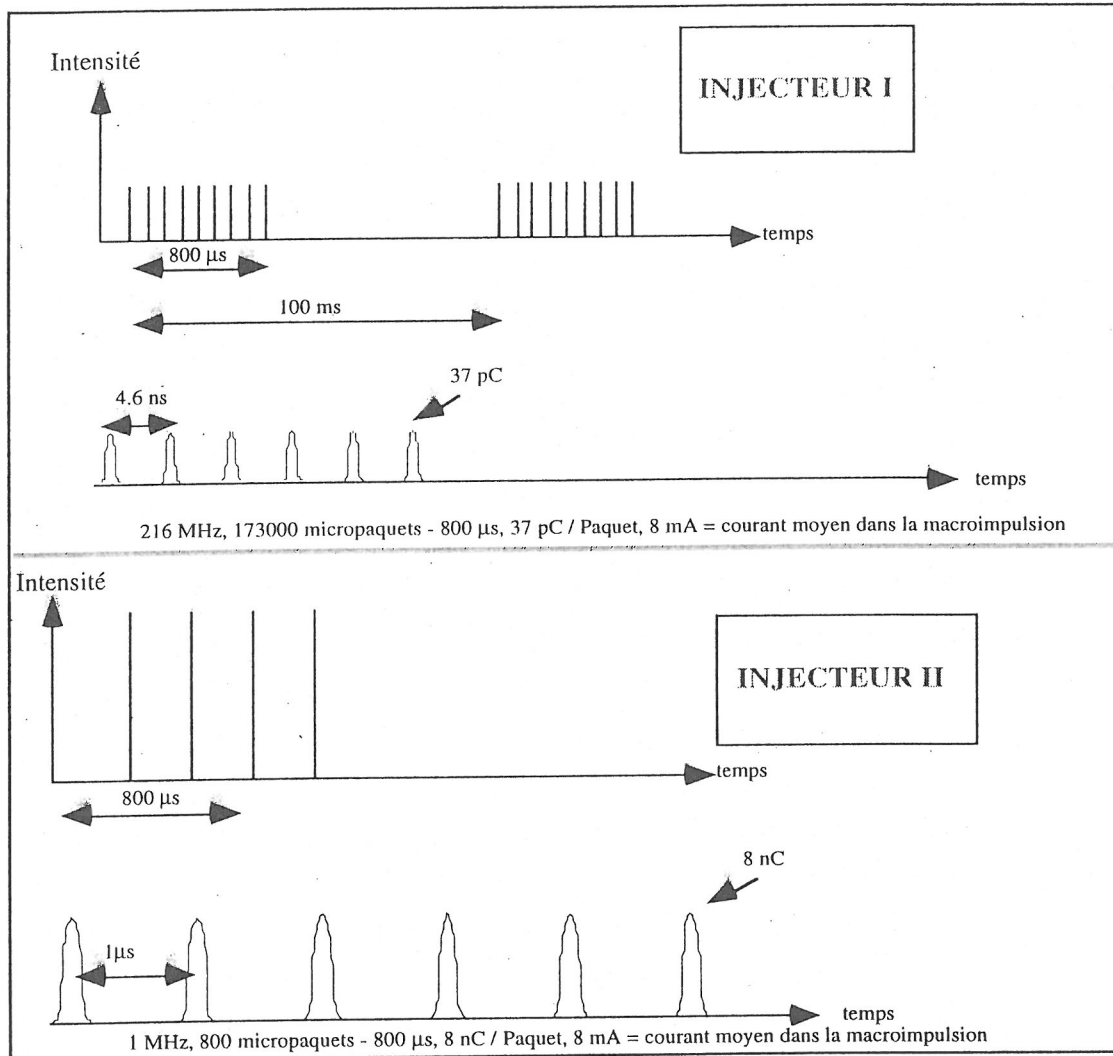


fig 1-

Le but de la phase I est de démontrer la possibilité de produire un faisceau de courant équivalent à celui de TESLA avec les caractéristiques appropriées de stabilité, dispersion en énergie et accélération. En effet, les problèmes inhérents à la présence de gradients élevés dans des cavités supraconductrices pulsées et ayant un fort effet de charge du faisceau dans la cavité (" beam loading ") peuvent être analysés au moyen d'un faisceau ayant un courant moyen équivalent dans la macroimpulsion, mais une structure temporelle différente. Cela n'est plus possible dans le cas des effets de champs

de sillage créés par les micropaquets où la phase II, avec des micropaquets très intenses, est nécessaire.

Les principales caractéristiques demandées à la phase I de l'injecteur TTF sont donc les suivantes:

- une énergie comprise entre 7 et 15 MeV;
- une dispersion en énergie RMS inférieure à 1%;
- un micropaquet de 37 pC ($2.3 \cdot 10^8 e^-$) avec une longueur RMS de $\sim 1\text{mm}$ (3ps) et donc une intensité crête de 8mA pour la macroimpulsion;
- la possibilité de faire varier la période des micropaquets (4ns - 1 μ s) et la durée de la macroimpulsion (5 - 800 μ s).

Afin d'obtenir ces caractéristiques on s'est appuyé principalement, en phase de projet, sur des structures existantes. Pour l'ensemble canon - colonne électrostatique on s'est référé à celle du S - DALINAC de Darmstadt et pour l'ensemble pré-groupeur - groupeur on a choisi l'approche utilisée sur CLIO à Orsay. L'injecteur 1 se compose donc essentiellement des éléments suivants:

- un canon pulsé à électrons;
- une colonne électrostatique à 300 kV;
- une cavité sub-harmonique pour le pré-groupement longitudinal;
- une cavité de capture pour le groupement à 1.3 Ghz et l'accélération jusqu'à une énergie de 10 MeV environ;
- une voie d'analyse pour la mesure d'énergie et de dispersion en énergie.

Le plan complet de l'injecteur I est illustré sur la fig. 2, alors que les caractéristiques nominales sont résumées sur le tableau suivant:

Courant crête de la macroimpulsion	8 mA
Longueur de la macroimpulsion	10 - 800 μ s
Fréquence de répétition	1 - 10 Hz
Energie minimale	7 MeV
Longueur de paquet RMS	~ 1.2 ps
Dispersion en / d'énergie RMS	~ 0.8 %
Emittance RMS normalisée	$\sim 16 \pi$ mm mrad
Electrons par paquet	230000000
Fréquence de la cavité de capture	1.3 Ghz (f_0)
Fréquence du pré-groupeur sub harmonique	216.7 Mhz ($f_0 / 6$)
Puissance HF / Cavité	80 kW
Taille RMS minimal du faisceau	~ 0.3 mm

Sur la fig. 2 on peut voir les éléments qui composent l'injecteur 1.

Le faisceau est produit par un **canon pulsé** (1) à une fréquence sous-multiple de la fréquence du groupeur sub harmonique (SHB). La tension appliquée est relativement faible (30-40 kV).

Le faisceau est amené par la suite à l'énergie nécessaire pour le groupement dans le **SHB** au moyen d'une **colonne électrostatique** à 300 kV (2).

La compression de phase est effectuée dans le **groupeur sub-harmonique** (SHB) à 216.7 Mhz (4). Ici le faisceau est amené de la longueur d'impulsion de 0.64 ns générée par le canon à moins de 0.1 ns, avant d'être injecté dans la **cavité de capture** à 1.3 Ghz (le fonctionnement du SHB est illustré en annexe 1).

La **cavité de capture** (6) est une cavité supraconductrice de type TESLA. Une fois que le faisceau y est entré, il atteint une énergie comprise entre 7 et 15 MeV, en fonction du gradient dans la cavité, et une extension longitudinale de 1.2 ps RMS. La cavité se compose essentiellement d'un ensemble de 9 cellules dans un cryostat contenant de l'hélium liquide à 1.8 K. Le mode π fondamental résonne à une fréquence de 1.3 Ghz. Après être sorti de la cavité de capture, le faisceau, désormais relativiste, atteint le premier **cryostat** (11).

Les éléments pour le **diagnostic** du faisceau sont distribués tout le long de l'injecteur. Aux **écrans fluorescents** (5) pour la visualisation s'ajoutent un ensemble **triplet - radiateur RTO** (7) (8) pour les mesures d'émittance à 10 MeV, et un **Mesureur à électrons secondaires** (**SEM Grid**) tout de suite après le canon (ligne à 250 KeV) pour la mesure d'émittance à faible énergie (3). En ce qui concerne la mesure de la dispersion en énergie on dispose d'un élément dispersif (un dipôle) qui défléchit le faisceau dans la **ligne d'analyse** (ou **ligne déviée**) (9). La taille du faisceau, qui est proportionnelle à ΔE dans le plan focal du dipôle, est mesurée au moyen d'un autre SEM Grid (10).

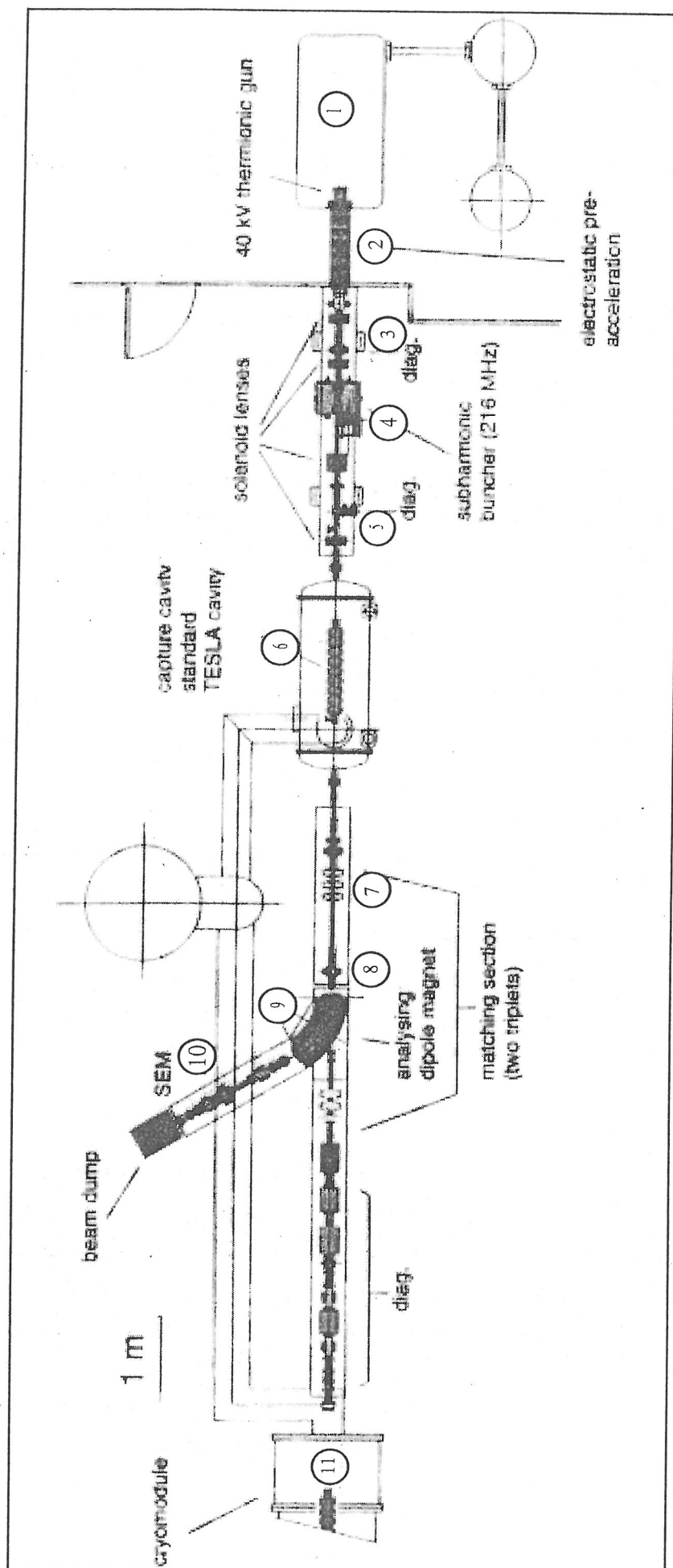


fig 2

CHAPITRE 1

Rayonnement de Transition - Rappels théoriques

1.1 - Le Rayonnement de Transition - Introduction

Examinons une charge, dans le vide, animée d'un mouvement rectiligne et uniforme. Le champ électromagnétique associé est la transformée de Lorentz du champ électrostatique observé dans un repère solide de la charge. Ses composantes longitudinale et transverses sont données par :

1.1.1a)

$$E_{//} = - \frac{q\gamma v t}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{\frac{3}{2}}} ; \quad E_{\perp} = \frac{q\gamma b}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{\frac{3}{2}}} ; \quad B_{\perp} = \beta E_{\perp} ; \quad B_{//} = 0$$

1.1.1b)

$$E = \frac{qr}{r^3 \gamma^2 (1 - \beta^2 \sin^2 \psi)^{\frac{3}{2}}}$$

On note la contraction relativiste du champ dans la direction du mouvement. Dans l'équation (1.1.1a) on observe le développement temporel au point d'observation tandis que dans (1.1.1b) on a fixé l'instant d'observation, considérant la dépendance spatiale. Par q on désigne la charge de la particule, b le paramètre d'impact, c'est-à-dire la distance entre l'axe du mouvement et le point d'observation; v est la vitesse de la charge, β le rapport entre la vitesse de la charge v et la vitesse de la lumière c , γ le facteur relativiste $(1 - \beta^2)^{-1/2}$ (ou facteur de Lorentz); r est le vecteur qui joint la particule au point d'observation à l'instant fixé formant l'angle ψ avec la direction du mouvement (fig 1.1.A).

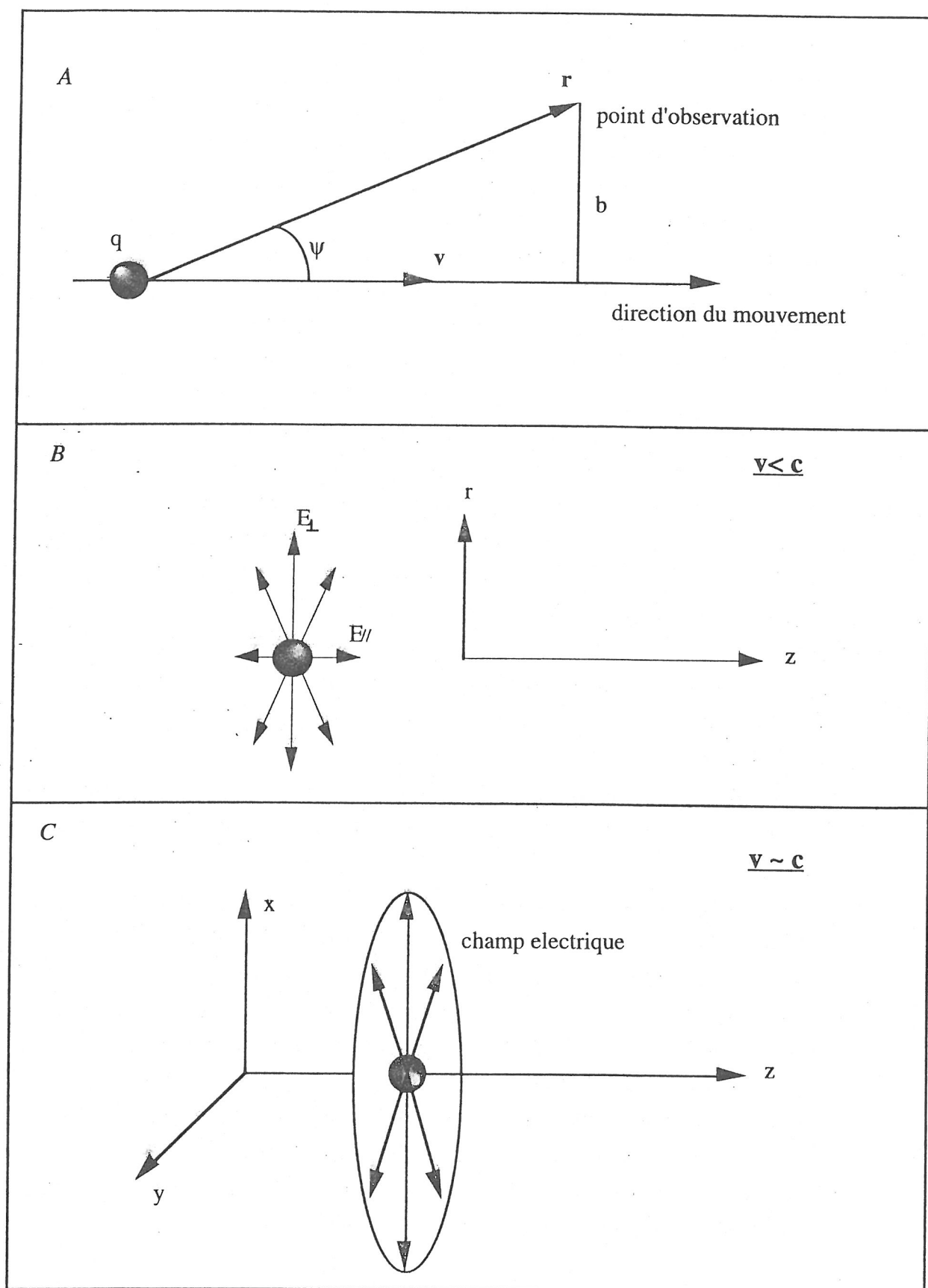


fig. 1.1.A, B, C -

A partir de (1.1.1b) on peut observer que le champ est plus intense dans la direction perpendiculaire au mouvement de la particule et qu'il prend une configuration qu'on appelle "à plumeau" (fig. 1.1.B).

Dans la limite $v \rightarrow c$ on constate que le champ associé au mouvement est concentré au voisinage du plan perpendiculaire à la direction de la particule et qu'il a une symétrie circulaire par rapport au point de discontinuité donné par la charge; on peut donc le considérer comme formé par des ondes planes à symétrie circulaire se propageant dans la même direction que la charge (fig. 1.1. C).

Si le mouvement rectiligne et uniforme de la particule dans le vide n'est pas perturbé, le champ associé demeure de nature coulombienne sans qu'il y ait émission de rayonnement. En effet, dans ce cas, le champ coulombien est l'unique solution des équations de Maxwell si on suppose l'absence de champ rayonné à l'instant $t = -\infty$. Si, au contraire le vecteur vitesse varie, alors un champ électromagnétique sera émis. Il en sera de même si les conditions aux limites du champ varient dans le repère de la particule. Presque toutes les situations qui diffèrent du cas du mouvement rectiligne et uniforme dans le vide engendrent une émission de rayonnement. Si le mouvement reste rectiligne et uniforme dans un milieu ayant des caractéristiques diélectriques différentes de celles du vide il y a rayonnement **Cherenkov** lorsque le rapport entre la vitesse de la particule v et la vitesse des ondes électromagnétiques dans le milieu c/n est supérieur à un. Si le vecteur vitesse de la particule change, alors que son module reste constant, on a ce qu'on appelle le **Rayonnement Synchrotron**. Lorsque le changement est discontinu et désordonné du au champ coulombien dans la matière on a le phénomène de **Bremsstrahlung**.

On appelle **Rayonnement de Transition (RT)** le rayonnement émis lorsque, sur son parcours, la charge traverse deux milieux ayant des caractéristiques diélectriques différentes.

Parmi ces phénomènes, le rayonnement Cherenkov et le rayonnement de transition ont des origines physiques¹ très proches. Dans les deux cas le mouvement de la particule reste uniforme, même si les conditions aux limites sont différentes. Bien évidemment, tous les phénomènes de rayonnement qui ont été décrits avec l' hypothèse du mouvement uniforme sont une idéalisation. Ils n'auront de signification que sur la partie de la trajectoire où les conditions requises sont remplies avec une très bonne approximation. En fait le milieu lui - même perturbe la trajectoire de la particule (freinage par ionisation, Bremsstrahlung et diffusion multiple). Donc, si l'on observe le mouvement de la charge à partir de cette hypothèse, le phénomène physique du rayonnement de transition peut être compris en pensant à la différence du champ propre

¹ D'après certains auteurs, en fait, le Rayonnement de Transition n'est qu'un effet Cherenkov de second ordre où dans le développement théorique la constante diélectrique est considérée non pas comme une constante, mais plutôt comme une fonction des variables spatiales.

de la particule dans le premier et le deuxième milieu. Cette différence ne respecte pas la condition aux limites des champs électrique et magnétique à la surface de séparation. Le rayonnement de transition est un champ additionnel qui permet à la condition de continuité d'être vérifiée.

1.2 - Rayonnement de Transition - Théorie classique

Sous l'aspect théorique, le phénomène de rayonnement de transition a été analysé en choisissant différentes approches. On a utilisé, par exemple, la méthode de l'électromagnétisme classique en résolvant les équations de Maxwell [2], celle des potentiels retardés [3, 4], celle des potentiels de Hertz [5] et celle des images [6]. Notre but, ici, est de résumer les principaux résultats déterminant les caractéristiques du rayonnement de transition. A cette fin nous suivrons les orientations principales de la méthode proposée par Wartski [3], et nous illustrerons ses résultats, puisque son développement par le moyen des coefficients de transmission et de réflexion nous paraît assez intuitif. Cela est notamment le cas lorsqu'on l'applique aux diagnostics des faisceaux de particules chargées quand un des deux milieux qu'ils traversent est le vide. Commençons, donc, par considérer le mouvement d'une particule de vitesse v dans un milieu d'indice de réfraction n dans l'intervalle de temps $t_1 - t_0$. Ce mouvement est déterminé par le vecteur $\mathbf{r}(t)$. Les vecteurs \mathbf{R} et \mathbf{R}_0 joignent respectivement l'origine et la position actuelle de la particule au point d'observation (voir fig 1.2). Si l'on développe le module du vecteur \mathbf{R} par la relation:

$$1.2.1) \quad R = R_0 \cdot \left\{ 1 - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{R_0} + \frac{r^2}{2R_0^2} - \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{n})^2}{2R_0^2} \right\}$$

dans la zone où la condition $r(t) \ll R_0$ est remplie (zone de champ lointain) les vecteurs champ électrique et magnétique sont transversaux. Suivant donc la méthode illustrée en annexe [2], on arrive à exprimer la densité spectrale de l'énergie rayonnée par unité d'angle solide² :

²Normalement le domaine d'intégration de l'eq (1.2.2) est compris entre $-\infty$ et $+\infty$. Dans ce cas nous considérons le cas d'une particule brusquement accélérée à t_0 et stoppée à t_1 .

1.2.2)

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2 \omega^2 \sqrt{\epsilon}}{4\pi^2 c^3} \left| \int_{t_0}^{t_1} [\mathbf{n} \wedge \mathbf{v}] e^{i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t} dt \right|^2$$

où $\mathbf{k} = \omega \sqrt{\epsilon} \mathbf{n} / c$ est le vecteur d'onde de l'onde rayonnée.

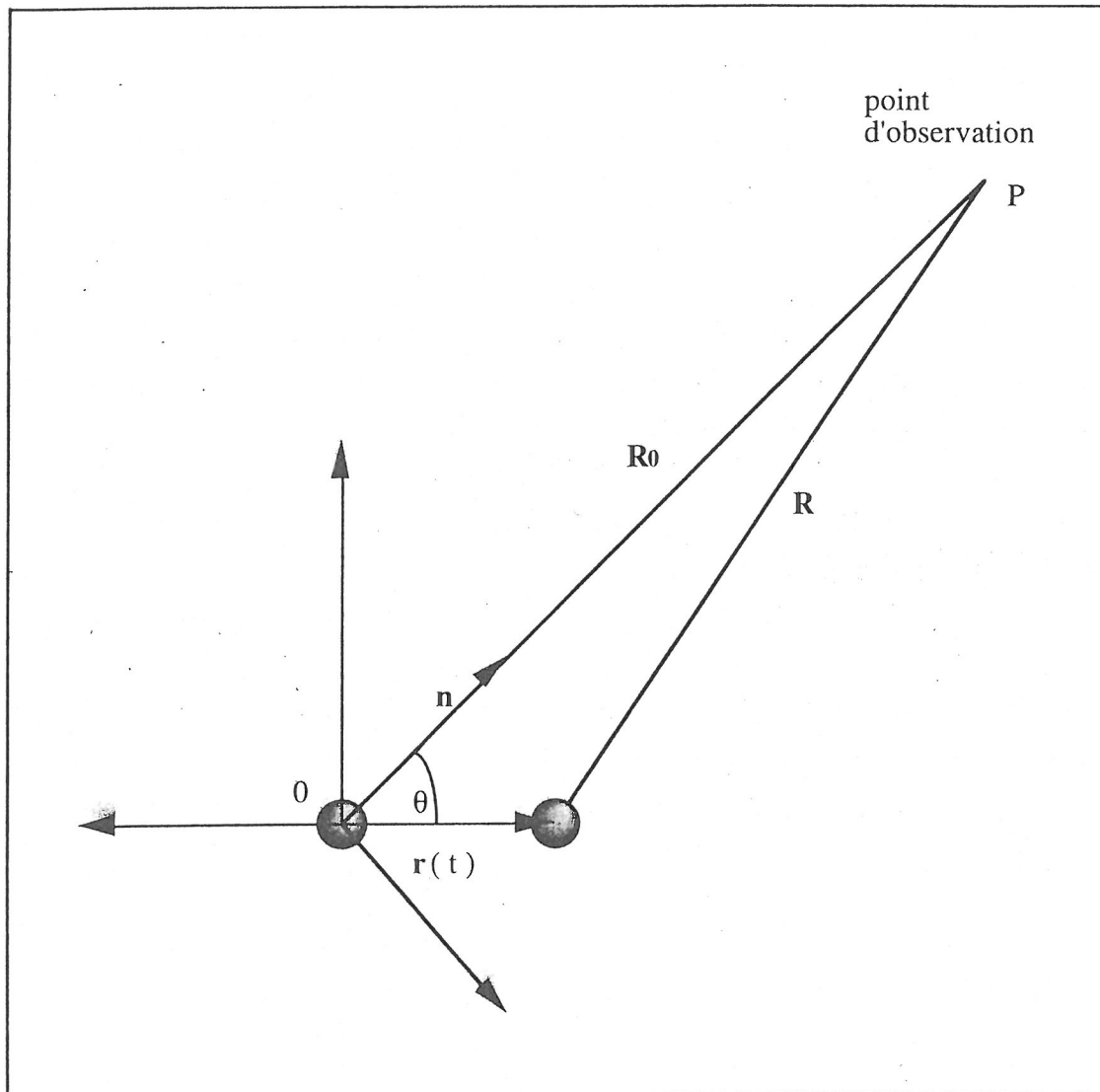


fig 1.2.

Analysons le facteur de phase :

$$e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}(t))} = e^{i\omega t (1 - \beta \sqrt{\epsilon} \cos \theta)}$$

il exprime la phase de l'onde électromagnétique que la particule émet à chaque instant. Si nous étendons les limites d'intégration à l'infini le résultat de l'intégrale (1.2.2) sera nul, à moins que $\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$. Lorsque cette condition, qui dans le milieu équivalait à $\cos \theta = 1/\beta\sqrt{\epsilon}$, est réalisée, on a le rayonnement Cherenkov. Si, comme dans le cas du rayonnement de transition, ϵ n'est pas constant, mais fonction des coordonnées spatio-temporelles, nous pouvons, par convention, considérer une longueur, qu'on appelle **longueur de cohérence** (l_c), où cette phase varie d'un radian; dans le cas de transition milieu-vide on a [3]:

$$1.2.3) \quad l_c = \frac{v}{\omega |1 - \beta n \cos \theta|}.$$

On voit ici apparaître une différence importante entre le rayonnement Cherenkov et les autres types de rayonnement. Le rayonnement Cherenkov a une longueur de cohérence théoriquement infinie³. Au contraire, la longueur de cohérence du rayonnement de transition est finie et varie en fonction des constantes diélectriques des milieux traversés. Une fois franchie la transition et achevée la réorganisation des champs de la particule, on revient à la relation de phase dans un milieu homogène, éventuellement à l'effet Cherenkov si la condition $c / n < v$ est respectée. Pour le rayonnement de transition, la longueur de cohérence peut être vue comme la distance le long de laquelle le champ associé à la charge se réorganise pour prendre une nouvelle configuration dans le milieu considéré. Elle mesure la zone où le RT est produit. Il faut souligner que notre définition de la longueur de cohérence repose sur une convention (terme de phase variant d'un radian). D'autres conventions peuvent être utilisées ($\Delta\Phi = 2\pi$ rad). Une analyse plus complète de ce concept sera développée au chapitre 3.

Suivant la méthode proposée dans les ref. [3, 4] on peut traiter le rayonnement de transition en considérant qu'un des deux milieux est le vide. On suppose que la particule en mouvement uniforme s'arrête soudainement sur la surface de séparation pour redémarrer immédiatement en gardant le mouvement uniforme. On considère ainsi la somme des contributions données par les deux demi-trajectoires. En supposant que l'observateur est toujours situé dans le vide, il faut considérer deux cas :

- a) La particule provient du vide et pénètre dans un milieu avec un indice n différent de l'unité (RT vers l' "arrière").
- b) La particule provient du milieu et pénètre dans le vide (RT vers l' "avant").

³ En réalité le mouvement dans un milieu implique naturellement une variation de la vitesse de la particule et donc la longueur de cohérence Cherenkov est limitée par la zone où les conditions de l'hypothèse de mouvement rectiligne et uniforme sont remplies.

Naturellement, la considération d'un milieu semi-infini est plutôt académique car une particule ne peut pas garder un mouvement rectiligne dans la matière. En réalité cette description est valable pour un milieu dont l'épaisseur est grande par rapport à la longueur de cohérence.

On peut alors exprimer le rayonnement de transition par la somme des contributions de trois ondes liées entre elles par les coefficients de Fresnel:

- i) l'onde directe émise par la particule,
- ii) l'onde réfléchie par la surface de séparation,
- iii) l'onde réfractée à la surface de séparation.

En [3] le champ magnétique direct est calculé par une intégrale du type (1.2.2), le champs réfléchi et le réfracté en utilisant le théorème de réciprocité.

Considérons le cas plus général et envisageons le cas [avant] d'une particule qui a une incidence oblique par rapport à la surface de séparation et qui forme un angle ψ avec la normale à la surface elle même (fig 1.3).

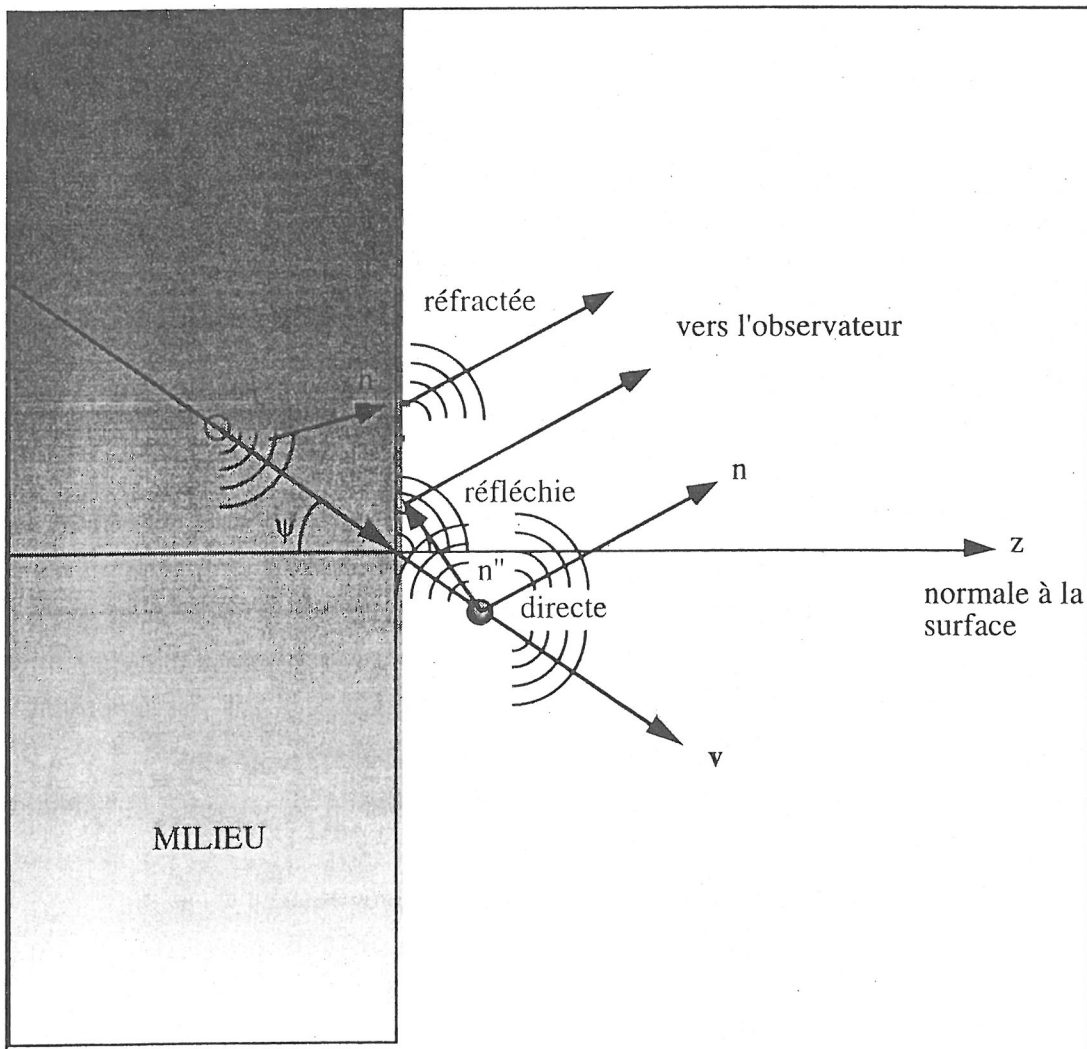


Fig 1.3. -

Pour passer au cas [arrière] il suffira de changer la direction du vecteur vitesse dans les formules et d'orienter la direction du vecteur d'onde selon le point d'observation choisi. Fixons l'origine de notre repère au point de passage à l'interface. Nous appellerons plan d'incidence le plan qui contient la normale à la surface à l'origine et le vecteur vitesse, et plan d'observation le plan qui contient toujours la normale et le vecteur d'observation (fig 1.4).

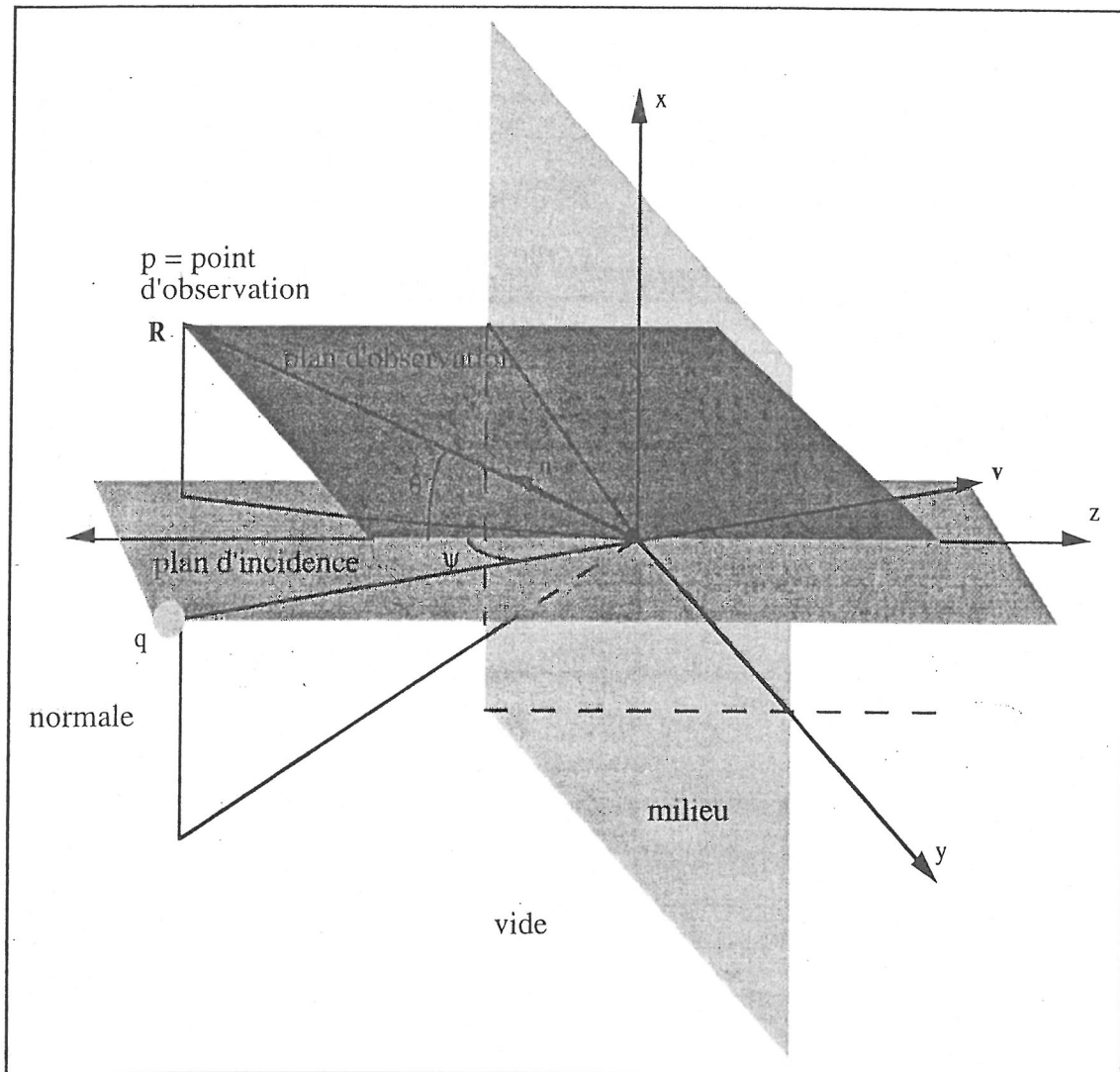


fig 1.4 - cas où la particule vient du vide. Ψ = angle \mathbf{v} , \mathbf{z} ; θ = angle \mathbf{k} , \mathbf{z} .

Dans ce cas le vecteur vitesse peut être décomposé en une composante $\mathbf{v}_{//}$ qui se trouve dans le plan d'observation et une composante \mathbf{v}_{\perp} perpendiculaire à ce dernier. $\mathbf{v}_{//}$ et \mathbf{v}_{\perp} correspondent aux polarisation linéaires respectivement parallèles et perpendiculaires au plan d'observation. L'énergie totale rayonnée est la somme de l'énergie calculée pour les deux composantes:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 W_{//}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega}$$

où, comme on l'a déjà dit, chaque composante peut être exprimée par la somme des onde directe, réfléchie et réfractée. La solution⁴ est :

$$1.2.3a) \quad \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega_{//}} = n_I \mu_I \frac{q^2}{4\pi^2 c} \left| \underbrace{- \frac{\frac{\mathbf{v}_{//}}{c} \times \mathbf{n}}{1 - \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{n}}}_{\text{directe}} + \underbrace{r_{//} \frac{\frac{\mathbf{v}_{//}}{c} \times \mathbf{n}'}{1 - \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{n}'} }_{\text{reflechie}} + \underbrace{\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} f_{//} \frac{\frac{\mathbf{v}_{//}}{c} \times \mathbf{n}''}{1 - \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{n}''}}_{\text{refractee}} \right|^2$$

$$1.2.3b) \quad \frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega} = n_I \mu_I \frac{q^2 \left(\frac{v_{\perp}}{c} \right)^2}{4\pi^2 c} \left| \underbrace{\frac{1}{1 - \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{n}}}_{\text{directe}} + \underbrace{\frac{r_{\perp}}{1 - \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{n}'} }_{\text{reflechie}} - \underbrace{f_{\perp} \frac{1}{1 - \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{n}''}}_{\text{refractee}} \right|^2$$

où:

a) $\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{n}''$ sont les vecteurs d'onde unitaires respectivement pour l'onde directe, l'onde réfléchie et l'onde réfractée ($\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} \mathbf{n} \dots$);

b)

$$1.2.4a) \quad r_{\perp} = \frac{n_I \cos \alpha_i - n_2 \cos \alpha_r}{n_I \cos \alpha_i + n_2 \cos \alpha_r}; \quad f_{\perp} = \frac{2n_I \cos \alpha_i}{n_I \cos \alpha_i + n_2 \cos \alpha_r}$$

avec $n_I = 1$ si le detecteur est dans le vide

⁴En [3] la solution est présentée de façon différente.

1.2.4b)

$$r_{//} = \frac{n_1 \cos \alpha_r - n_2 \cos \alpha_i}{n_1 \cos \alpha_r + n_2 \cos \alpha_i} ; f_{//} = \frac{2n_1 \cos \alpha_i}{n_1 \cos \alpha_r + n_2 \cos \alpha_i}$$

sont les coefficients de Fresnel de réflexion et de réfraction pour les polarisations parallèles ($r_{//}$; $f_{//}$) et perpendiculaires (r_{\perp} ; f_{\perp}) où n_1 et n_2 expriment les indices des deux milieux et α_i et α_r les angles d'incidence et de réfraction :

(α_i = angle (\mathbf{n} , \mathbf{z})); (α_r = angle (\mathbf{n}' , \mathbf{z})).

Ils sont liés par la relation:

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_r} = \frac{n_2}{n_1}$$

où \mathbf{z} est le vecteur unitaire qui indique la normale à la surface de separation. Dans cette convention r_{\perp} et $r_{//}$ sont égaux en incidence normale et on a les relations de continuité :

$$1 + r_{\perp} = f_{\perp} \quad ; \quad 1 - r_{//} = \frac{n_2}{n_1} f_{//}$$

Nous voulons signaler que la convention opposée existe également [7] pour $r_{//}$.

Naturellement, en cas d'incidence normale, les plans d'incidence et d'observation coïncideront. Dans ce cas, on n'a que la composante parallèle qui détermine toute l'énergie rayonnée.

Remarquons que la distribution angulaire du rayonnement de transition dépend principalement de:

1] L'indice relatif :

$$\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}$$

des milieux considérés.

2] La vitesse de la particule et sa direction d'incidence par rapport à la surface de séparation.

Nous présentons ici quelques formules analytiques relativement simples [3], qui ont été obtenues à partir d'approximations réalistes et qui donnent une description qualitative des principales caractéristiques du rayonnement de transition, telles que la distribution angulaire, la distribution spectrale, etc.

1.3 - Incidence normale - Particule non relativiste

Dans ce cas, seule la composante parallèle est non nulle dans (1.2.3 a,b). Le rayonnement sera donc polarisé dans le plan d'observation. Pour le cas [avant] aussi bien que pour le cas [arriere] nous aurons pour $\beta = v/c \ll 1$:

$$1.3.1) \quad \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \sin^2 \theta \left| \frac{f_{//}}{\epsilon} (\epsilon - 1) \right|^2$$

La dépendance quadratique de β montre que l'énergie rayonnée est proportionnelle à l'énergie cinétique de la particule et le terme en module indique la dépendance de la constante diélectrique du milieu.

Le diagramme angulaire montre un minimum pour $\theta = 0$, et une symétrie par rapport à l'axe d'incidence. Cette distribution angulaire reste valable dans le domaine faiblement relativiste (fig. 1.5 - cas 1 ou 10 MeV, $\psi = 0$).

1.4- Incidence normale - Particule ultrarelativiste

Dans le cas d'une particule en mouvement ultrarelativiste ($\gamma \gg 1$) on peut écrire :

$$1.4.1) \quad \beta \approx 1 - 1/2\gamma^2$$

Remplaçons le développement (1.4.1) dans les (1.2.3a) et ne considérons que la composante parallèle de l'énergie rayonnée. Pour les petits angles on peut négliger l'onde directe et l'onde réfractée dans le cas [arrière] et l'onde réfléchie dans le cas [avant].

Si l'on suppose que la charge traverse la surface d'un milieu très réfléchissant, où $|r|^2 \approx 1$ (métaux dans le visible), on aura dans le cas [arrière] :

$$1.4.2) \quad \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{|r_{//}|^2 q^2}{4\pi^2 c (1 - \beta \cos \theta)^2} \approx \frac{q^2}{4\pi^2 c (1 - \beta \cos \theta)^2} \sin^2 \theta$$

Si nous considérons le cas [avant], pour $\epsilon - 1 \gg \gamma^{-2}$, nous obtiendrons:

$$1.4.3) \quad \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi^2 c (1 - \beta \cos \theta)^2} \sin^2 \theta$$

On peut remarquer que dans le cas [avant] il n'y a approximativement pas de dépendance des caractéristiques du milieu, ce qui est aussi vrai dans le cas [arrière] pour une haute réflectivité où le rayonnement émis a les mêmes particularités que dans le cas [avant]. Dans le cas ultrarelativiste le rayonnement est distribué essentiellement dans un petit cône d'ouverture angulaire $\theta = \gamma^{-1}$. Pour les petits angles, en effet, nous pouvons remplacer les fonctions trigonométriques des (1.4.2, 1.4.3) par les développements:

$$\sin^2 \theta \approx \theta^2 \quad ; \quad \cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$$

On obtient ainsi:

$$1.4.4) \quad \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{\pi^2 c (\gamma^{-2} + \theta^2)^2} \theta^2$$

A partir de (1.4.4) on déduit que le rayonnement est distribué autour d'un lobe angulaire d'ouverture caractéristiques $\theta = \gamma^{-1}$; qu'il est nul dans la direction du mouvement (fig 1.5), et que la distribution tombe rapidement à zéro pour les grands angles (fig 1.6 - cas 1GeV, $\psi = 0$). Sur la fig 1.5 (cas 10 MeV, $\psi = 0$) on peut voir que, à des énergies relativement faibles, le diagramme montre une directivité très prononcée sur les pics. A 100 MeV l'angle d'émission maximale est très petit (environ 5 mrad). Sur la fig 1.5 (cas 1MeV, $\psi = 0$) on peut aussi voir que pour des énergies plus faibles la distribution angulaire est plus large. A 1 MeV les lobes sont positionnés sur une valeur d'environ 0.5 rad (γ^{-1}).

Toujours à partir des expressions (1.2.3 a,b) tirées de [3], on obtient les formules approchées pour différents cas en incidence oblique. Nous nous bornerons à fournir les résultats et nous les commenterons par la suite.

1.5 - Incidence oblique - Particule non relativiste - cas [avant]

Nous avons [3]:

$$\begin{aligned}
 1.5.1) \quad \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} &= \frac{d^2 W_{//}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \beta_{//} \times \left(n + r_{//} n' - n'' f_{//} / \sqrt{\epsilon} \right) \right|^2 \Downarrow \\
 &= \frac{e^2 \beta_z^2 \sin^2 \theta_z}{4\pi^2 c} \left| (1 + r_{//} - f_{//} / \sqrt{\epsilon}) \right|^2
 \end{aligned}$$

De là on peut déduire que, dans ce cas, le rayonnement émis est égal à celui émis en incidence normale pour le même β_z .

Donc le lobe demeure symétrique autour de la normale à la surface et très évasé.

1.6- Incidence oblique - Particule ultrarelativiste - cas [avant]

Dans ce cas, on peut négliger le terme réfléchi pour θ petit et, dans le cas d'un milieu métallique dans le domaine optique, on peut négliger aussi le terme réfracté. On a alors :

$$1.6.1) \quad \frac{d^2 W_{//}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \frac{\beta \times \mathbf{n}}{1 - \beta n} \right|^2 = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\theta^2}{(\theta^2 + \gamma^{-2})^2}$$

En première approximation, le rayonnement est le même qu'en cas d'incidence normale. Il est polarisé dans le plan qui contient le vecteur vitesse et la direction d'observation et, pour les métaux et dans la bande optique, il ne dépend pas du milieu de propagation.

1.7 - Incidence oblique - Particule relativiste et non relativiste - cas [arriere]

On peut écrire:

$$1.7.1) \quad \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 W_{//}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left\{ \left| \frac{\beta_{//} \times \mathbf{n}'}{1 - \beta n'} r_{//} \right|^2 + \left| \frac{\beta_{\perp} r_{\perp}}{1 - \beta n'} \right|^2 \right\}$$

et pour $r_{//} = r_{\perp}$ et de module = 1

$$= \frac{e^2}{4\pi^2 c} \frac{\vartheta^2}{(\vartheta^2 + \gamma^{-2})^2}$$

Où ϑ indique l'angle autour de la direction de réflexion spéculaire.

La distribution angulaire montre une asymétrie autour de la direction de réflexion spéculaire comme on peut le voir sur la fig 1.5 (cas 1, 10, 100 MeV, $\psi = 45^\circ / 60^\circ$), où on a simulé le cas d'incidence à 45° et à 60° , plus la valeur de gamma est faible, plus l'asymétrie est marquée.

Pour les énergies ultrarelativistes (fig 1.6 - cas 100 MeV ou 1GeV) on peut remarquer que l'asymétrie tend à disparaître.
Donc la distribution ressemble à celle du cas d'incidence normale, mais ici elle est distribuée autour de la direction de réflexion spéculaire.

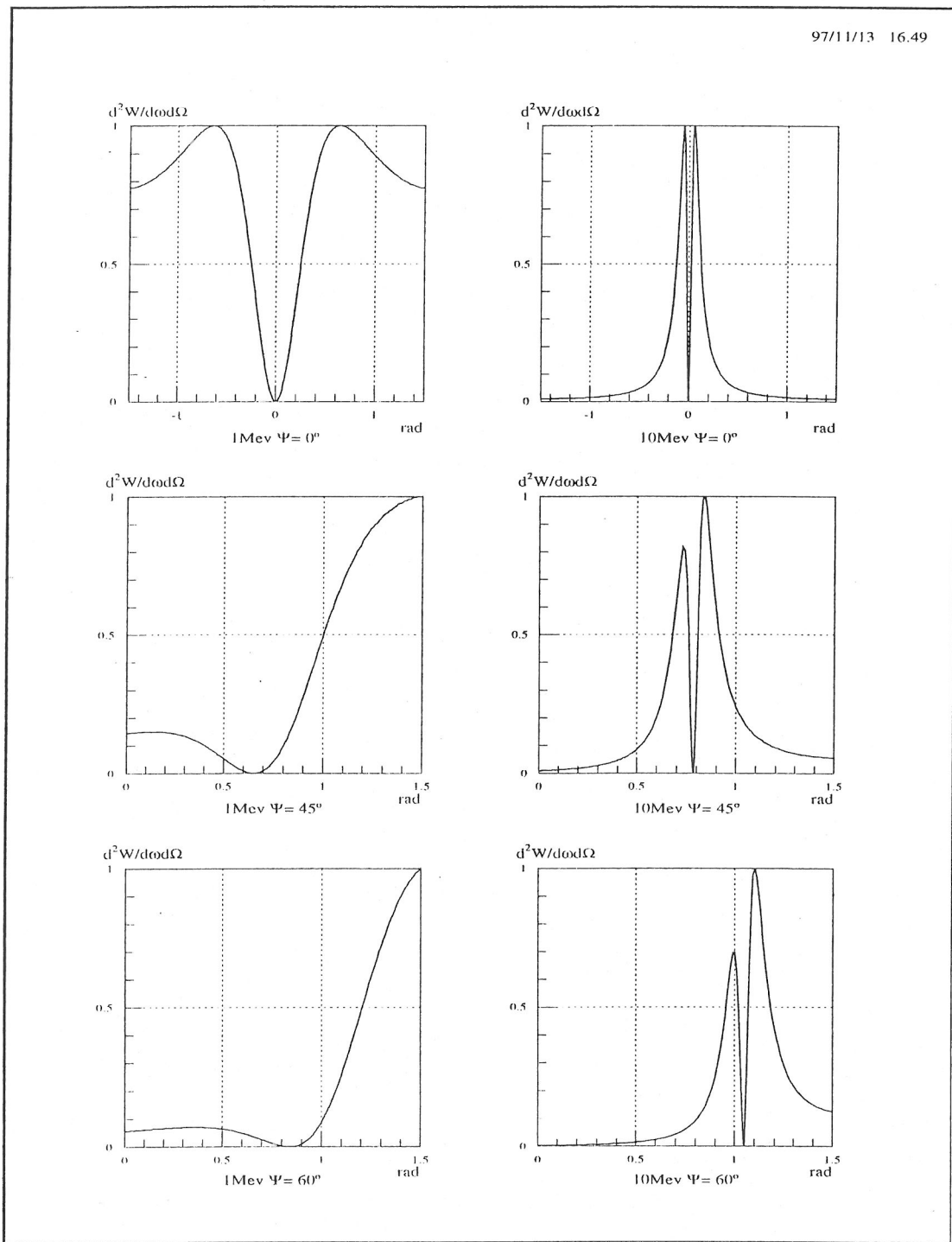


fig 1.5

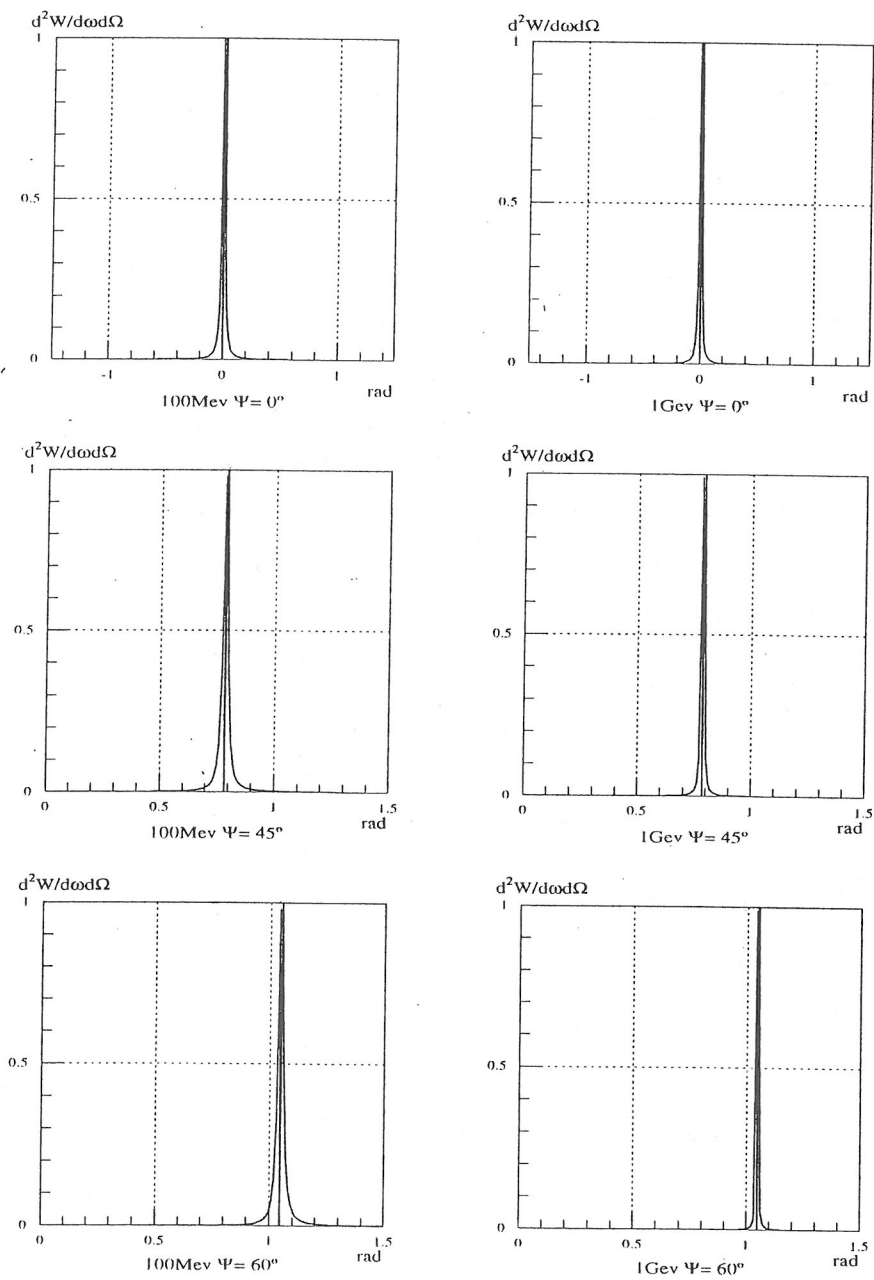


fig 1.6

1.8 - Incidence normale - Distribution spectrale de l'énergie rayonnée et énergie totale

Dans le cas ultrarelativiste il est relativement simple, à partir des formules obtenues, de calculer l'énergie rayonnée et donc le nombre de photons émis dans le processus RT.

Si on reste dans l'approximation des petites angles, en intégrant (1.4.4) jusqu'à θ_0 , représentant l'ouverture du système optique, (avec $\theta_0 \ll \pi / 2$), on obtient la densité spectrale dans l'angle solide:

$$1.8.1) \quad \frac{dW}{d\omega} = \frac{q^2}{\pi c} \left\{ \ln (1 + \gamma^2 \theta_0^2) - \frac{1}{1 + \gamma^{-2} \theta_0^{-2}} \right\}$$

Si on veut obtenir l'émission dans toute la demi-sphère, on peut intégrer l'équation (1.2.3 a) avec $\theta_0 = \pi/2$. Dans ce cas, en négligeant le terme réfracté (milieu très réfléchissant $\rightarrow |\epsilon| \gg 1$) on obtient :

$$1.8.1 \text{ a)} \quad \frac{dW}{d\omega} = \frac{q^2}{2\pi c} \left\{ \left(\beta + \frac{1}{\beta} \right) - \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2 \right\}$$

Pour le cas non relativiste, on trouve :

$$1.8.2) \quad \frac{dW}{d\omega} = \frac{(q\beta)^2}{\pi c}$$

tandis que pour le cas ultrarelativiste:

$$1.8.3) \quad \frac{dW}{d\omega} = \frac{2q^2}{\pi c} \left\{ \ln (2\gamma) - 1/2 \right\}$$

Si nous voulons calculer le nombre de photons émis par unité d'angle solide dans la bande de fréquence $\omega_2 - \omega_1$, nous divisons d'abord par l'énergie du quantum $\hbar\omega$, puis nous intégrons dans le domaine de fréquences. Nous aurons :

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{2q^2}{\pi c \hbar \omega} \left\{ \ln(2\gamma) - 1/2 \right\}$$

et dans l'intervalle $(\omega_1 - \omega_2)$

1.8.4)

$$N = \frac{2q^2}{\pi c \hbar} \left\{ \ln(2\gamma) - 1/2 \right\} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \ln(2\gamma) - 1/2 \right\} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1}$$

On voit que, dans le domaine du visible, le nombre de photons est approximativement égal au double de la constante de structure fine $\alpha = e^2/\hbar c \sim 1/137$. Sur les (fig 1.7, 1.8) on peut voir respectivement le flux émis en incidence normale pour différentes valeurs de la bande passante et le flux émis en incidence a 45° degres en fonction de θ_0 .

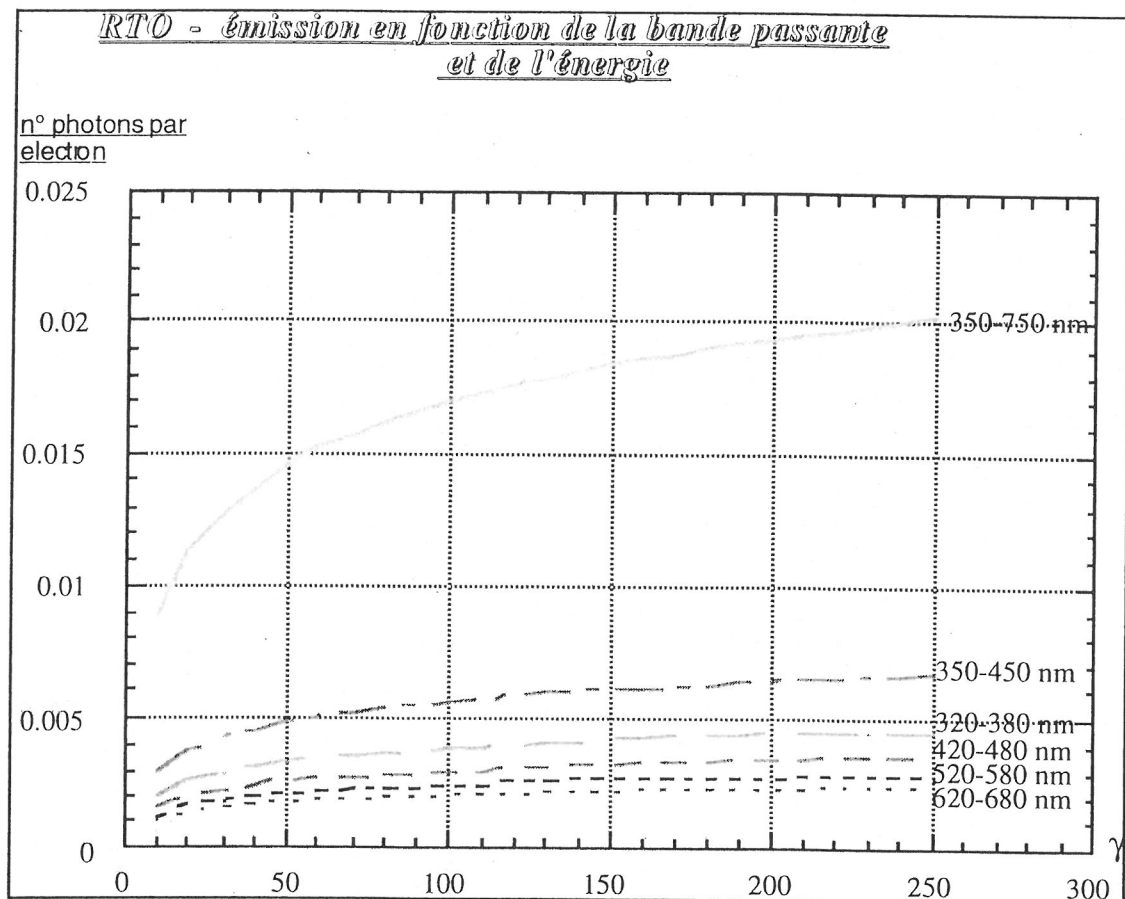


fig 1.7 -

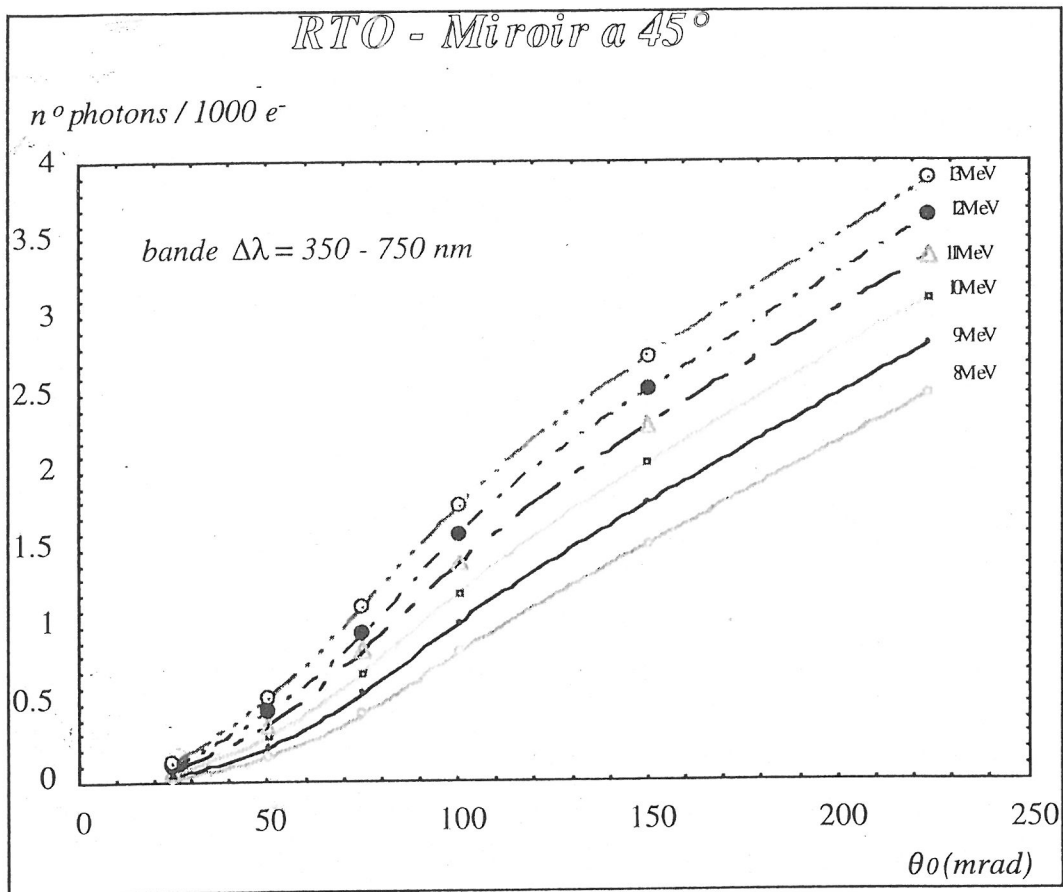


Fig1.8 -

1.9 - Extension au cas du faisceau réel

L'extension au cas d'un faisceau d'électrons réel est donnée essentiellement par l'application des intégrales de convolution spatiale et angulaire où on néglige l'interférence entre l'émission par des électrons différents:

$$1.9.1) \quad \frac{d^2W}{d\omega d\Omega_{tot}} = \int_{\Lambda_1}^{\Lambda_2} \frac{d^2W(\Lambda)}{d\omega d\Omega} f(\Lambda)_q d\Lambda$$

où Λ désigne les variables d'espace de phase de la charge (angle d'incidence et paramètre d'impact sur la surface). Si, par exemple, on considère, dans le cas ultrarelativiste, une distribution bi-gaussienne de la divergence avec des écarts types α_x et α_y nous aurons :

1.19)

$$f(\alpha_x, \alpha_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} e^{-\alpha_x^2/2\sigma_x^2} e^{-\alpha_y^2/2\sigma_y^2}$$

$$\frac{dW}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2}{c \pi^2} |r_n|^2 \iint \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} e^{-\frac{\alpha_x^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{\alpha_y^2}{2\sigma_y^2}} \cdot \Downarrow$$

$$\Uparrow \frac{(\theta_x - \alpha_x)^2}{[\gamma^{-2} + (\theta_x - \alpha_x)^2]^2} \frac{(\theta_y - \alpha_y)^2}{[\gamma^{-2} + (\theta_y - \alpha_y)^2]^2} d\alpha_x d\alpha_y$$

L'intégration ne donne pas de résultat analytique simple. Les résultats d'intégration numérique pour l'énergie d'un GeV et la divergence $\sigma = 0.1$ et 0.3 mrad sont illustrés sur la figure (1.9). On peut remarquer que le minimum central dépend de l'énergie et de la divergence et devient de moins en moins marqué quand $[\alpha_x^2 + \alpha_y^2]$ augmente. En cas de faisceaux très divergents, il va jusqu'à dépasser les lobes formant ainsi un diagramme d'émission de forme quasi gaussienne.

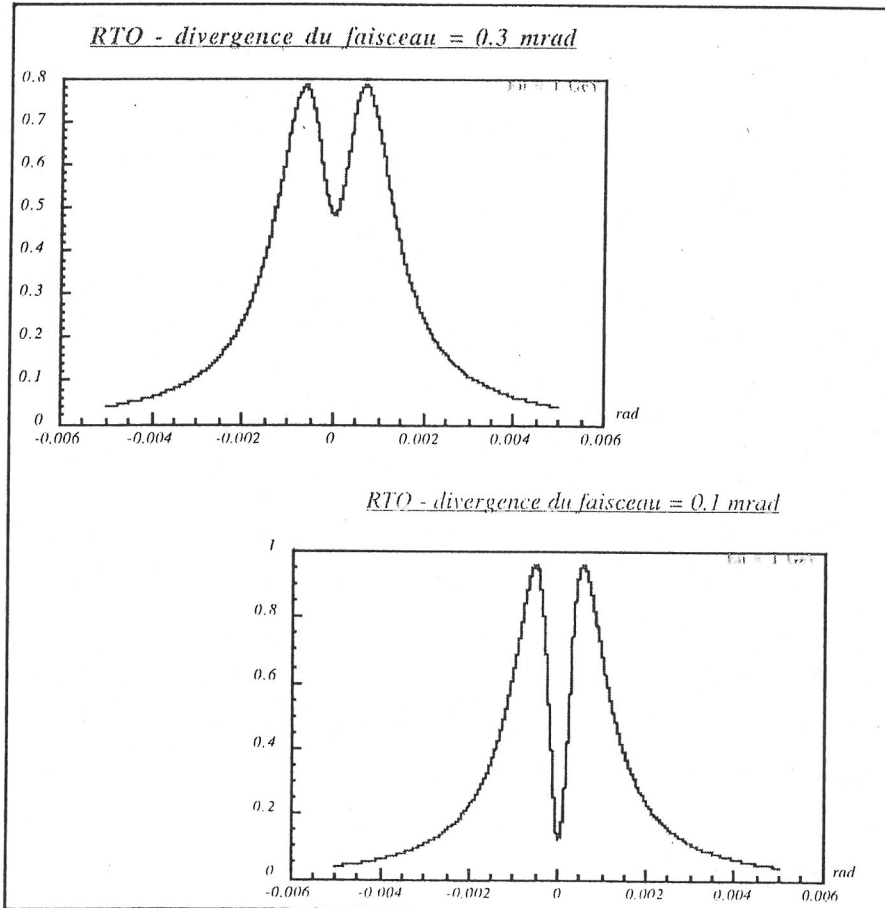


fig 1.9 -

CHAPITRE 2

La méthode des photons quasi-réels. Application au Rayonnement de Transition

On a vu que, dans les diagnostics de faisceaux, pour les accélérateurs de particules, l'un des cas les plus significatifs est celui qui concerne la transition vide - matériau diélectrique d'une particule en mouvement relativiste. On a donc présenté des formules en appliquant la méthode suggérée dans [3]. A présent on veut proposer l'analyse du rayonnement de transition au moyen de la méthode des photons virtuels (méthode Weiszacker - Williams) car, d'une part son application est particulièrement immédiate et intuitive, et que d'autre part ce développement entraîne l'analyse de certains concepts qui nous semblent déterminants pour comprendre le phénomène physique de l'émission du rayonnement de transition. En outre, cette démarche théorique permet une approche intéressante du problème de la résolution spatiale intrinsèque liée aux diagnostics par le rayonnement de transition.

2.1) Photons virtuels et photons réels

Afin d'introduire le concept de photon virtuel, considérons le mouvement rectiligne et uniforme d'une particule chargée. Nous avons déjà vu que le champ qui lui est associé est la transformation de Lorentz du champ coulombien exprimé par les expressions (1.1.1a,b). Au point d'observation, on enregistre une variation temporelle du champ (1.1.1a) qui peut être considérée comme l'effet d'un champ de rayonnement. En pratique, le champ associé à la charge est vu comme le résultat d'un processus continu d'émission et de réabsorption de photons de la part de la charge en mouvement. Toutefois, si le mouvement reste rectiligne et uniforme, les équations de Maxwell ont comme seule solution le champ coulombien et non pas un champ de rayonnement. Les photons décrits par ce processus ont donc des caractéristiques différentes de celles des photons réels du champ de rayonnement et sont appelés "photons virtuels". L'observateur "voit" donc un nuage de photons virtuels dont la vitesse de groupe est égale à celle de la charge. Le processus d'émission et d'annihilation décrit par la relation:

$$e^- \rightarrow e^- + \gamma \rightarrow e^-$$

est consenti par le principe d'incertitude si l'état excité est suffisamment court [4]. Afin de clarifier le concept de photon virtuel, il est donc essentiel de mettre en relief les différences par rapport aux photons réels. D'une façon classique, on peut associer, respectivement au photon réel et au photon virtuel, les concepts d'oscillation e.m. libre ou forcée. D'autre part on peut penser à un paquet d'ondes distant ou à proximité de la source (ρ , \mathbf{j}) en appliquant donc l'approximation de champ lointain ou proche (d'après Fraunhofer).

Il est possible d'évaluer les différences des caractéristiques des deux concepts en analysant la relation de dispersion. Pour le photon réel dans le vide (oscillation libre) elle est bien connue:

$$2.1.1) \quad \omega = kc$$

qui, dans un milieu d'indice n , devient:

$$2.1.2) \quad \omega = kc/n$$

Le photon virtuel dans le vide (oscillation forcée) obéit par contre [4] à la condition:

$$2.1.3) \quad \omega = \mathbf{v} \cdot \mathbf{k}$$

Dans l'équation (2.1.3) on voit immédiatement que le photon virtuel ne satisfait pas à la condition de couche de masse $\omega^2 = k^2 c^2$. Cela est dû à la présence du terme forçant qui est introduit au moyen de la définition d'une masse virtuelle [8]. On peut donc écrire:

$$2.1.4) \quad \omega^2 - k^2 c^2 = M_{ph}^2(\omega)$$

Le terme forçant exprimant la masse virtuelle [4] est exprimé par :

$$2.1.5) \quad - M_{ph}^2 = k_T^2 + \gamma^{-2} k_L^2$$

Le photon virtuel est dit de type temps ou de type espace suivant que le terme M_{ph}^2 est positif ou négatif, comme on peut le voir sur le diagramme de dispersion sur la fig. 2.1.

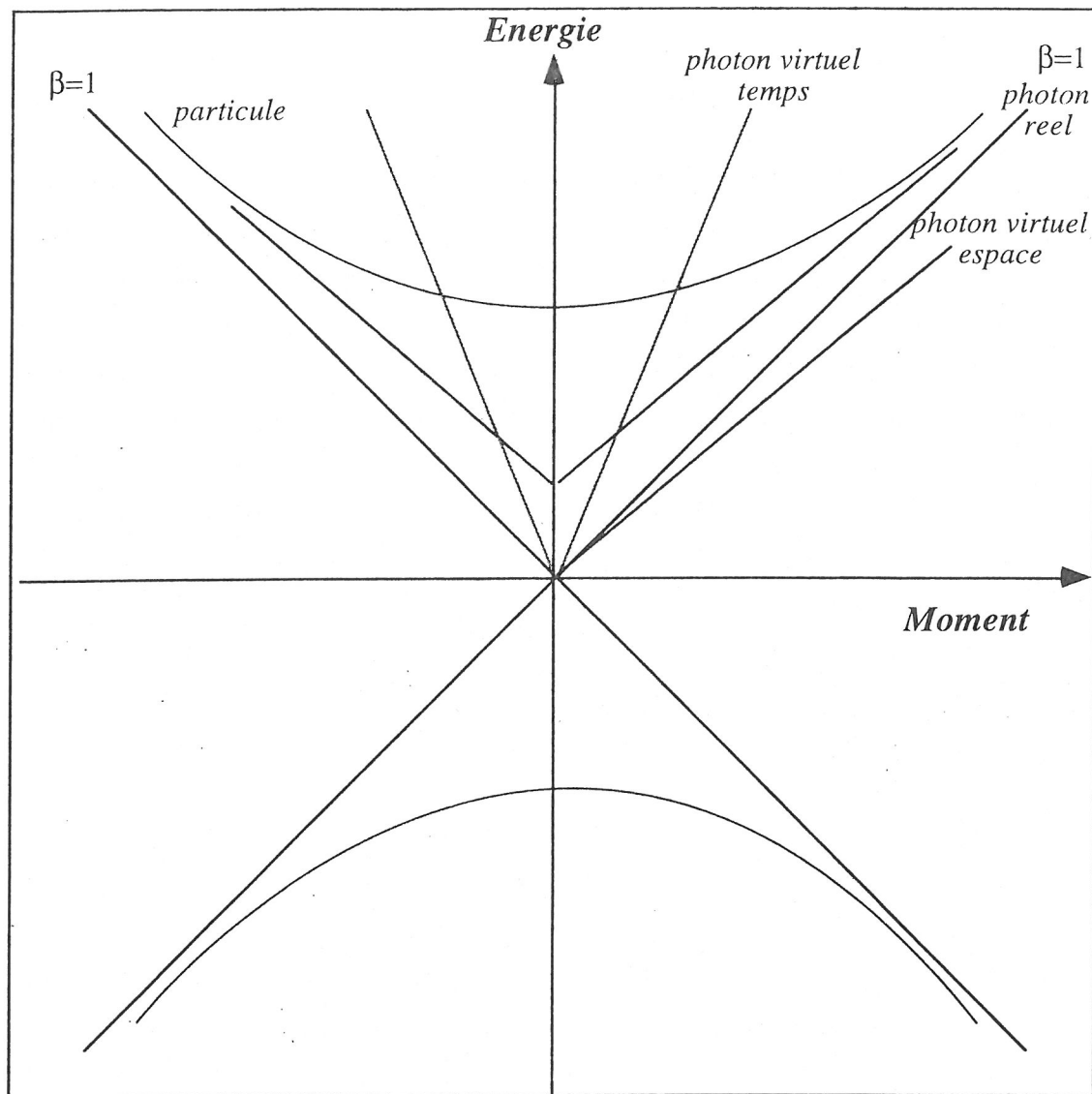


Fig 2.1. -

Le signe du terme forçant dans l'équation (2.1.4) définit donc la vitesse de phase du photon virtuel. Dans le cas d'une charge se propageant dans le vide, les photons virtuels ont une vitesse de phase imposée par (2.1.3), donc égale à celle de la charge et nécessairement inférieure à c . Cependant, on peut observer que, dans le milieu, pour un photon réel aussi la vitesse de phase est inférieure à la vitesse de la lumière, étant donné que $v_{ph} = c / n < c$. Aussi la distinction entre photons réels et photons virtuels n'est pas basée en général sur la quantité $\omega^2 - k^2 c^2$ mais sur la propriété suivante:

Le photon réel est une solution des équations de Maxwell homogènes.

Le photon virtuel est une solution des équations de Maxwell non homogènes.

Dans le deuxième cas le terme forçant est exprimé par la particule en mouvement au moyen de la fonction $\mathbf{J}(\mathbf{x}, t) = e \mathbf{v} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{v}t)$

2.2) *La méthode des photons quasi-réels*

L'introduction du photon virtuel, bien évidemment, n'est pas une simple question de concept. A celui-ci est associé une méthode analytique, dite méthode des photons quasi-réels, permettant d'analyser de façon assez intuitive certains types d'interactions entre particules ultrarelativistes. La première application particulièrement significative de la méthode des photons quasi-réels a été exprimée par E. Fermi dans l'étude des pertes d'énergie par ionisation avec émission de rayons X. Par la suite Weizsäcker et Williams ont appliqué la méthode pour calculer le bremsstrahlung d'un électron cosmique dans l'atmosphère. Dans les deux cas, la méthode, tout en exprimant le même concept, a été appliquée de façon différente. Fermi a exprimé le champ de la particule en mouvement dans le système du laboratoire comme un paquet de photons virtuels et a évalué leur diffusion dans le matériau. Weizsäcker et Williams ont, par contre, considéré la transformation de Lorentz du champ coulombien d'un noyau d'atome dans le repère de la charge et la diffusion résultante sur la charge elle-même. En bref, l'application de la méthode se base sur les considérations suivantes:

- 1) A des énergies très élevées (donc pour des charges ultrarelativistes) la masse du photon virtuel, c'est-à-dire le terme forçant dans (2.1.4) peut être négligée.
- 2) L'émission de rayonnement peut être décrite par un processus de diffusion des photons virtuels (qui ont les caractéristiques des photons réels avec une excellente approximation).

Comme on l'a vu au chapitre 1§1, dans la limite $v \rightarrow c$ le champ associé à la charge devient assimilable à un front d'ondes planes (donc de photons réels). C'est pour cette raison que, dans l'application de la méthode, on préfère utiliser le terme de photon "quasi-réel" au lieu de celui de photon virtuel. La validité de la méthode des photons quasi-réels requiert donc :

- 1) que la masse du photon virtuel soit négligeable devant certaines quantités cinématiques à préciser selon le type de réaction.
- 2) L'hypothèse du mouvement rectiligne et uniforme de la charge.

Dans notre problème nous utiliserons la méthode " à la Fermi ". La condition (1) s'écrit plus précisément :

2.2.2)

$$\left\{ \begin{array}{l} a) |M_{ph}| \ll |m_e| \\ b) |M_{ph}| \ll |E_{ph}| \end{array} \right.$$

où (b) est une condition capitale pour l'OTR

La deuxième condition restreint le champ d'application aux cas où la trajectoire de la charge ne varie pas de façon appréciable :

2.2.3)

$$\Delta v_T \ll \gamma^{-1}$$

où Δv_T exprime la variation transverse de la vitesse.

2.3) *L'application de la méthode des photons quasi réels au Rayonnement de Transition*

Dans le cas du rayonnement de transition optique (RTO) la méthode des photons virtuels peut être appliquée de façon simple au cas de la transition vide - milieu conducteur (où $\sigma \gg 1$) en considérant donc le cas "arrière". Si on analyse le spectre optique, on peut estimer que la première condition pour l'application de la méthode de photons quasi-réels est valable à la condition $\theta \ll 1$. La deuxième est l'hypothèse principale de la théorie du rayonnement de transition dont la validité est supposée tout au moins à l'intérieur de la longueur de cohérence. Dans ces conditions le rayonnement de transition peut être vu tout simplement comme la réflexion sur la surface de séparation du paquet de photons quasi-réels associé au mouvement de la charge. Une fois que le spectre des photons quasi-réels a été décrit, il suffira d'appliquer la loi de réflexion de Fresnel pour obtenir les formules du rayonnement de transition. On considérera donc le cas particulier d'une particule ultrarelativiste qui, à partir du vide, traverse en incidence normale la surface de séparation avec un milieu métallique très réfléchissant, et on observera le rayonnement vers l'arrière émis dans le vide. Il s'agit là essentiellement du cas utilisé dans les expériences de diagnostic du faisceau qui est donc extrêmement significatif pour nous. On peut donc supposer les points suivants:

1) Le paquet de photons virtuels a un spectre étendu qui comprend certainement le domaine optique (l'électron est ultrarelativiste).

2) On a vu que l'approximation ultrarelativiste permet d'imaginer des fronts d'ondes planes avec une incidence perpendiculaire à la surface de séparation. Dans ce cas, le champ réfléchi sera donc seulement fonction du coefficient de Fresnel $r_{//}$.

Procédons au calcul dans deux représentations: celle dans l'espace des vecteurs d'onde et celle dans l'espace du paramètre d'impact.

2.3.1) - Représentation dans l'espace des vecteurs d'onde

Cette représentation permet de développer le calcul pour la distribution angulaire. Considérons donc le mouvement rectiligne et uniforme dans le vide d'une charge q se propageant à une vitesse $v(t)$. A partir des équations de Maxwell on peut arriver aux équations d'onde pour les potentiels qui, transformées d'après Fourier, peuvent être exprimées sous la forme:

$$2.3.1) \quad \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right] \Phi(k, \omega) = 4\pi\rho(k, \omega)$$

$$\left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right] A(k, \omega) = \frac{4\pi}{c} J(k, \omega)$$

avec

$$\rho(x, t) = q\delta(x - vt) ; J(x, t) = v\rho(x, t)$$

$$\rho(k, \omega) = \frac{q}{2\pi} \delta(\omega - kv) ; J(k, \omega) = v\rho(k, \omega)$$

à partir desquelles on peut obtenir les équations pour les potentiels:

$$2.3.2) \quad \Phi(k, \omega) = 2q \frac{\delta(\omega - kv)}{\left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right]}$$

$$A(k, \omega) = \frac{v}{c} \Phi(k, \omega)$$

On peut donc obtenir le vecteur de champ électrique:

2.3.3)

$$E(\mathbf{k}, \omega) = i \left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \mathbf{k} \right] 2q \frac{\delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v})}{\left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right]}$$

qui, exprimé en fonction des composantes longitudinales et transverses de \mathbf{k} , devient:

2.3.4)

$$E(k_{\perp}, k_z \hat{e}_z, \omega) = 2qi \left[k_{\perp} + \frac{\omega}{v} \gamma^{-2} \hat{e}_z \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v})}{\left[k_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \gamma^{-2} \right]}$$

étant donné que

$$k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\omega^2}{v^2} (1 - \beta^2)$$

Prenons la transformation de Fourier selon la variable k_z pour obtenir la représentation dans l'espace des moments transverses. L'intensité spectrale du champ électrique est alors obtenue par :

2.3.5)

$$E(k_{\perp}, z \hat{e}_z, \omega) = \frac{2qi}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[k_{\perp} + \frac{\omega}{v} \gamma^{-2} \hat{e}_z \right] \frac{\frac{1}{|\mathbf{v}|} \delta\left(k_z - \frac{\omega}{v}\right) e^{ik_z z}}{\left[k_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \gamma^{-2} \right]} dk_z$$

On peut résoudre l'intégrale (2.3.5) pour n'importe quel z appartenant à la longueur de cohérence, d'où:

2.3.6)

$$E(k_{\perp}, z \hat{e}_z, \omega) = \frac{1}{|\mathbf{v}|} \frac{qi}{\pi} \left[k_{\perp} + \frac{\omega}{v} \gamma^{-2} \hat{e}_z \right] \frac{e^{i \frac{\omega}{v} z}}{\left[k_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \gamma^{-2} \right]}$$

qui dans l'approximation ultrarelativiste, devient:

2.3.7)

$$E(\mathbf{k}_\perp, z\hat{e}_z, \omega) = \frac{qi}{\pi c} \left[\mathbf{k}_\perp + \frac{\omega}{c} \gamma^{-2} \hat{e}_z \right] \frac{e^{\frac{i\omega}{c}z}}{\left[\mathbf{k}_\perp^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^{-2} \right]}$$

Il est évident que dans les termes ultrarelativistes la composante longitudinale de l'expression (2.3.7) peut être négligée. On peut donc arriver à l'expression suivante pour l'intensité spectrale :

2.3.8)

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d^2k_\perp d\omega} &= c |E(\mathbf{k}_\perp, z, \omega)|^2 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{dN}{d^2k_\perp d\omega} &= \frac{1}{\hbar\omega} \frac{q^2}{\pi^2 c} \frac{k_\perp^2}{\left[\mathbf{k}_\perp^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^{-2} \right]^2} \end{aligned}$$

qui exprime la fonction de densité d'états dans l'espace des vecteurs d'onde [8] .

L'expression (2.3.8) représente donc le spectre du paquet des photons virtuels dans l'espace des moments transverses.

Si l'on veut passer à la représentation angulaire il faut rappeler que, pour les petits angles ($k_\perp \sim |M_{ph}| < \omega/c$), dans l'approximation ultrarelativiste:

$$\begin{aligned} d^2k_\perp &= 2\pi k_\perp dk_\perp \\ \frac{k_\perp}{k} &= \theta \Rightarrow dk_\perp = \frac{\omega}{c} d\theta \end{aligned}$$

Si on considère, donc, la réflexion sur la surface de séparation, on obtient:

2.3.9)

$$E_{refl}(\mathbf{k}_\perp, z\hat{e}_z, \omega) = r_{//} E(\mathbf{k}_\perp, z\hat{e}_z, \omega)$$

on a alors :

2.3.10)

$$\frac{dN(\omega, k)}{d\omega dk_\perp} = \frac{q^2}{\pi c \hbar \omega} |r_{//}|^2 \frac{2k_\perp^3}{\left(\mathbf{k}_\perp^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2 \right)^2}$$

en remplaçant on obtient:

$$2.3.11) \quad \frac{dW(\omega, k_{\perp})}{d\omega d\theta} = \frac{q^2}{\pi c} |r_{//}|^2 \frac{2 \theta^3}{(\theta^2 + \gamma^{-2})^2}$$

qui est équivalent à:

$$2.3.12) \quad \frac{dW(\omega, k_{\perp})}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{\pi^2 c} |r_{//}|^2 \frac{\theta^2}{(\theta^2 + \gamma^{-2})^2}$$

et, là aussi, on voit que le résultat correspond à la formule obtenue dans [3]. On voit que dans notre approximation ($|M_{ph}| \sim k_{\perp} < \omega / c$) l'éq. (2.3.12) correspond à l'éq.(1.4.4), formule obtenue en partant de la composante réfléchie de l'éq. (1.2.3 a).

Si l'on veut obtenir la densité des photons en fonction de la fréquence, on peut repartir de l'équation (2.3.10) et intégrer sur la variable vecteur d'onde transverse. Par simplicité, on considère un milieu très réfléchissant: $|r_{//}|^2 \sim 1$. On aura:

$$2.3.13) \quad \frac{dN(\omega)}{d\omega} = \frac{2q^2}{\pi \hbar \omega} \int_0^{k_{\perp max}} \frac{k_{\perp}^3 dk_{\perp}}{(k_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^{-2})^2}$$

qui, une fois l'intégrale résolu, devient:

$$2.3.14) \quad \frac{dN(\omega)}{d\omega} = \frac{2q^2}{\pi \hbar \omega} \left[\frac{1}{2} \ln(k_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^{-2}) + \frac{1}{2} \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \gamma^{-2}}{k_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^{-2}} \right]_0^{k_{\perp max}}$$

La limite $k_{\perp max} = k$ est une coupure imposée par des considérations physiques car nécessairement $k_{\perp} < k$.

En imposant donc $k_{\perp max} = k$, on arrive à:

$$2.3.15) \quad \frac{dN(\omega)}{d\omega} = \frac{2q^2}{\pi c \hbar \omega} \left[\frac{1}{2} \ln(1 + \gamma^2) - \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 + \gamma^2} \right]$$

qui, dans la limite ultrarelativiste, concorde une nouvelle fois en bonne approximation (à part un terme en $\ln(2)$) avec l'expression (1.8.3) fournie dans [3] :

$$2.3.16) \quad \frac{dN(\omega)}{d\omega} = \frac{2q^2}{\pi c \hbar \omega} \left[\ln(\gamma) - \frac{1}{2} \right]$$

2.3.2) Représentation dans l'espace du paramètre d'impact

Le lien analytique entre la représentation dans l'espace des moments transverses et dans celui des coordonnées géométriques est donné par la transformation de Fourier. Peut-on attribuer une signification expérimentale à ce lien? Pensons à une source RTO dont le rayonnement est recueilli par une lentille idéale. Lorsqu'on situe le plan d'observation dans le plan focal, on observe l'image à l'infini, c'est-à-dire l'image de la distribution angulaire. La transformée de Fourier de la variable angulaire en variable paramètre d'impact déplace le plan d'observation du plan focal au plan image. En appliquant la transformation de Fourier à la distribution des photons virtuels dans l'espace des moments on obtiendra donc l'image de diffraction caractéristique d'une source RTO correspondant à un seul électron⁵ [10]. Cela fournit, donc, la réponse impulsionnelle (voir § 5.2.2) qui définit la résolution pour la source elle même.

Afin d'obtenir la distribution des photons quasi-réels dans l'espace des paramètres d'impact suivons la méthode proposée dans [7]. On considère le vecteur de Poynting:

$$2.3.17) \quad \boxed{S = \frac{c}{4\pi} E \times B}$$

⁵ Cela correspond au concept de RI en tant que paramètre de qualité de l'image, un concept qui sera introduit par la suite.

pour exprimer la puissance rayonnée par unité d'angle solide:

$$2.3.18) \quad \frac{dP}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi} |RE|^2$$

où par R on désigne la distance entre la charge et le point d'observation. En appliquant le théorème de Parseval à partir de (2.3.18), on obtient la densité spectrale:

$$2.3.19) \quad \frac{dW}{d\omega} = \frac{c}{2\pi} \int_{b_{\min}}^{\infty} |E(\omega, b)|^2 2\pi b db$$

où par b on désigne le paramètre d'impact. On a déjà vu que, pour exprimer la densité spectrale du paquet de pseudophotons associés à une charge dans le vide, il faut effectuer la transformation de Fourier des composantes des transformées de Lorentz données dans (1.1.1a). Ce sont des formes connues [7] qui nous amènent à exprimer l'intégrale sous la forme :

$$2.3.20) \quad \frac{dW}{d\omega}(\omega) = \frac{2q^2c}{v^2\pi} \int_{b_{\min}}^{\infty} \frac{\omega^2}{\gamma^2 v^2} \left\{ K_I^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right\} b db$$

Le paramètre b_{\min} est une coupure phénoménologique à imposer afin d'éviter que l'intégrale diverge au point de discontinuité du champ ($b = 0$) donné par la charge. Dans ce cas, il nous paraît évident qu'il faut prendre comme paramètre d'impact minimal le réciproque du paramètre maximal dans l'espace des moments transverses, les deux variables b et k_{\perp} formant un couple de Fourier.

On a donc $k_{\perp \max} \rightarrow b_{\min} = k^{-1}$.

Toujours dans [5], on trouve la solution de l'intégrale (2.3.20) sous la forme :

$$2.3.21) \quad \frac{dW}{d\omega}(\omega) = \frac{2q^2}{\pi} \left\{ x K_0(x) K_I(x) - \frac{1}{2} x^2 [K_I^2(x) - K_0^2(x)] \right\}$$

$$\text{avec } x = \frac{\omega b_{\min}}{\gamma c} = \frac{1}{\gamma}$$

si l'on considère le rayonnement de transition comme le paquet de photons quasi-réels réfléchi, on a:

$$2.3.22) \quad \frac{dW}{d\omega}(\omega) = |r_{//}|^2 \frac{2q^2}{\pi} \left\{ xK_0(x)K_1(x) - \frac{1}{2}x^2[K_1^2(x) - K_0^2(x)] \right\}$$

Dans les équations (2.3.20, 2.3.21, 2.3.22) les K_i désignent les fonctions de Bessel de 2ème espèce d'ordre i , q la charge de la particule, ω la fréquence du photon émis et γ le facteur gamma relativiste.

Dorénavant, toujours pour des raisons de commodité, on considérera seulement des milieux très réfléchissants, et on prendra donc, avec une excellente approximation, $|r_{//}|^2 = 1$.

En imposant les formes asymptotiques des fonctions de Bessel approximées dans la limite de $x \ll 1$ (équivalent à la condition $\omega \ll \gamma c / b_{\min}$ valable dans l'approximation ultrarelativiste et pour les basses fréquences) on obtient:

2.3.23)

$$\frac{dW}{d\omega}(\omega) = 2 \frac{q^2}{\pi c} \left[-\ln \left(\frac{x}{2} \right) - 0.5772 - \frac{1}{2} + \frac{x^2}{2} \left(\ln^2 \left(\frac{x}{2} \right) + 2 \cdot 0.5772 \ln \left(\frac{x}{2} \right) + (0.5772)^2 \right) \right]$$

qui devient, si on développe la limite pour x qui tend vers zéro selon la règle de l'Hôpital:

$$2.3.24) \quad \frac{dW}{d\omega}(\omega) = 2 \frac{q^2}{\pi c} \left[\ln \left(\frac{1}{x} \right) - \frac{1}{2} + \ln(2) - 0.5772 \right]$$

c'est-à-dire

$$2.3.25) \quad \frac{dW}{d\omega}(\omega) = 2 \frac{q^2}{\pi c} \left[\ln \left(\frac{\gamma c}{\omega b_{\min}} \right) - \frac{1}{2} + \ln(2) - 0.5772 \right]$$

qui, en remplaçant la valeur de $b_{\min} = c / \omega$, peut être exprimé sous la forme:

2.3.26)

$$\frac{dW}{d\omega}(\omega) = 2 \frac{q^2}{\pi c} \left[\ln(\gamma) - \frac{1}{2} + \ln(1.123) \right]$$

Celle-ci, excepté le terme $\log(1.123) = 0,1159$ (négligeable donc par rapport à $\log(\gamma)$ lorsque γ est ultrarelativiste), correspond à la formule (2.3.17) obtenue dans le § 2.3.1 et est pratiquement identique à celle obtenue par Wartski [3].

2.4) La méthode des photons réels et la RTO dans le cas “avant”

Dans le cas RTO émis par une particule qui émerge d'un milieu dans le vide la méthode des photons réels n'est pas applicable. Sous l'aspect physique, on peut remarquer qu'il existe une différence considérable entre les deux types de rayonnement. Dans le cas “arrière” le paquet de photons virtuels existe associé à la charge. Le RTO est donc créé par l'absorption des photons virtuels par le milieu avec la réémission de photons réels. Dans ce cas, on peut donc penser que le RTO est essentiellement produit par le milieu de conductivité σ . Dans le cas “avant”, il faut considérer que le champ coulombien associé au mouvement dans un milieu à haute conductivité est presque nul. La formation du rayonnement de transition dans ce cas-ci semble donc davantage un processus de “création” du paquet de photons virtuels une fois que la particule s'insère dans le vide et cela ne permet pas d'appliquer la méthode des photons quasi-réels dans ses modalités (rayonnement = diffusion du paquet de photons quasi-réels). Dans ce cas, il est donc légitime de penser que le RTO est essentiellement produit par la charge. Cela justifie le fait que, dans le cas d'incidence oblique, le RTO “arrière” est orienté dans la direction de réflexion spéculaire, tandis que le RTO “avant” se trouve dans la direction de l'axe de propagation de la particule elle-même.

En conclusion, on peut dire que, dans le domaine de validité, la méthode des photons quasi-réels est appliquée au rayonnement de transition de manière simple et intuitive. Les résultats obtenus correspondent, en bonne approximation, aux références [3]. Si on considère les différents aspects, on peut également conclure que:

1) *La résolution d'une source RTO est définie par la représentation du paquet de photons virtuels dans l'espace du paramètre d'impact.*

2) *Le RTO “avant” est essentiellement produit par la charge alors que le RTO “arrière” est produit par le milieu.*

CHAPITRE 3

Longueur de cohérence et longueur de formation de rayonnement

Au chapitre 1 on a brièvement défini la longueur de cohérence sans pour autant nous pencher trop longuement sur ce concept. Cependant, on estime important d'en souligner certains aspects qui nous paraissent importants afin de comprendre le phénomène de rayonnement de transition. Pour compléter notre analyse dans ce court chapitre on examinera donc les concepts de longueur de cohérence et de longueur de formation de rayonnement en mettant en exergue la signification théorique et les applications expérimentales.

3.1) La longueur de cohérence

On a vu que la longueur de cohérence est définie par une convention exprimée par la condition $\Delta\Phi < 1$ rad où par $\Delta\Phi$ on indique la contribution de phase dans l'intégrale (1.2.2). Dans le cas du rayonnement de transition la signification attribuée à cette longueur est la distance à l'intérieur de laquelle le champ coulombien associé à la charge se réorganise après la transition pour assumer la nouvelle configuration.

Essayons de nous mettre dans la situation du modèle des photons quasi-réels. Dans cette approximation, le photon émis prend un certain temps τ pour atteindre le corps heurté. Cet intervalle de temps correspond à une distance de vol l_f de l'électron. Afin d'évaluer l_f mettons nous dans le repère où l'électron est au repos. Dans ce système, pour atteindre le point b on a $\tau = b / c$. En revenant au système du laboratoire le temps se dilate suivant la loi $\tau' = \gamma\tau$. Pendant τ' on a donc que l'électron a parcouru une distance $l_f = \gamma b$. On peut donc imaginer que, le photon quasi-réel étant une onde quasi-plane "liée" à la particule en mouvement, il n'arrive pas à diverger beaucoup par rapport à la trajectoire de l'électron. Pour que le photon soit à une distance b l'électron doit parcourir une longueur l_f . La longueur l_f est donc vue comme la longueur nécessaire à la formation du photon quasi-réel.

Si l'on considère pour $\beta \sim 1$, la condition $b_{\max} = \gamma v / \omega$ [7] on trouve $l_c = \lambda \gamma^2$ qui exprime la longueur de cohérence sur la trajectoire de l'électron pour des particules ultrarelativistes dans le vide.

Si l'on prend en considération l'émission angulaire du photon, on peut se référer à la fig. 3.1 et supposer qu'à un moment donné, le photon est émis.

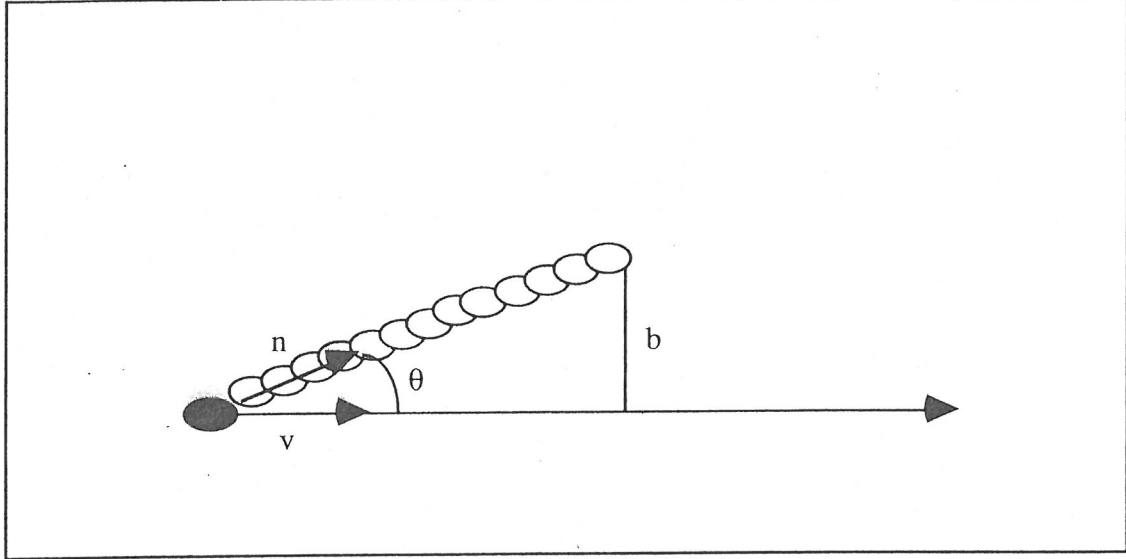


Fig 3.1 -

Pour l'observateur dans le système du laboratoire, situé dans une direction faisant un angle θ par rapport à la trajectoire, le temps d'émission est donné par [11]:

$$3.1.1) \quad dt_e \sim \frac{2\gamma^2}{\theta^2 \gamma^2 + 1} dt_b$$

où t_b est le temps de reception du signal émis à t_e . La distance de vol correspondant à $1/2\pi$ période du champ ($dt_b \sim 1/\omega$) est donnée par:

$$3.1.2) \quad l_f \sim \frac{2\gamma^2}{\theta^2 \gamma^2 + 1} \frac{c}{\omega} = \frac{2\lambda}{\theta^2 + \gamma^{-2}}$$

qui correspond à la longueur de cohérence pour des électrons ultrarelativistes dans le vide. On a vu que la réorganisation du champ dans le milieu, et donc l'émission de rayonnement de transition, nécessite une longueur de formation où le mouvement de l'électron doit demeurer inchangé. Pour l'émission dans le cas "avant" la longueur de cohérence peut atteindre des valeurs importantes. Si, dans cette zone, on perturbe le mouvement de la particule, le phénomène de rayonnement de transition voit ses caractéristiques changées.

Une évidence expérimentale de l'effet de la zone de cohérence a été donnée dans l'étude de l'interféromètre de L.Wartski [3] lorsque la distance entre les deux feuilles de l'interféromètre a été progressivement réduite. Le résultat a été une dégradation de l'image avec l'apparition d'interférence lorsque la distance entre les feuilles était inférieure à la longueur de cohérence.

Au niveau expérimental il nous semble important de rappeler un autre aspect du RTO "avant". En général, en effet, dans les installations expérimentales le RTO "avant" émis est recueilli et dévié vers le récepteur au moyen d'un miroir placé en aval du radiateur RTO [12].

Il nous paraît important de remarquer que, même si le miroir est en dehors de la longueur de cohérence, il faut éviter que le passage du faisceau puisse créer une quantité considérable de rayonnement diffracté par le miroir lui même (voir fig 3.2). Celui-ci se superposerait de façon incohérente avec le RTO "avant" et changerait les caractéristiques et donc le résultat de la mesure.

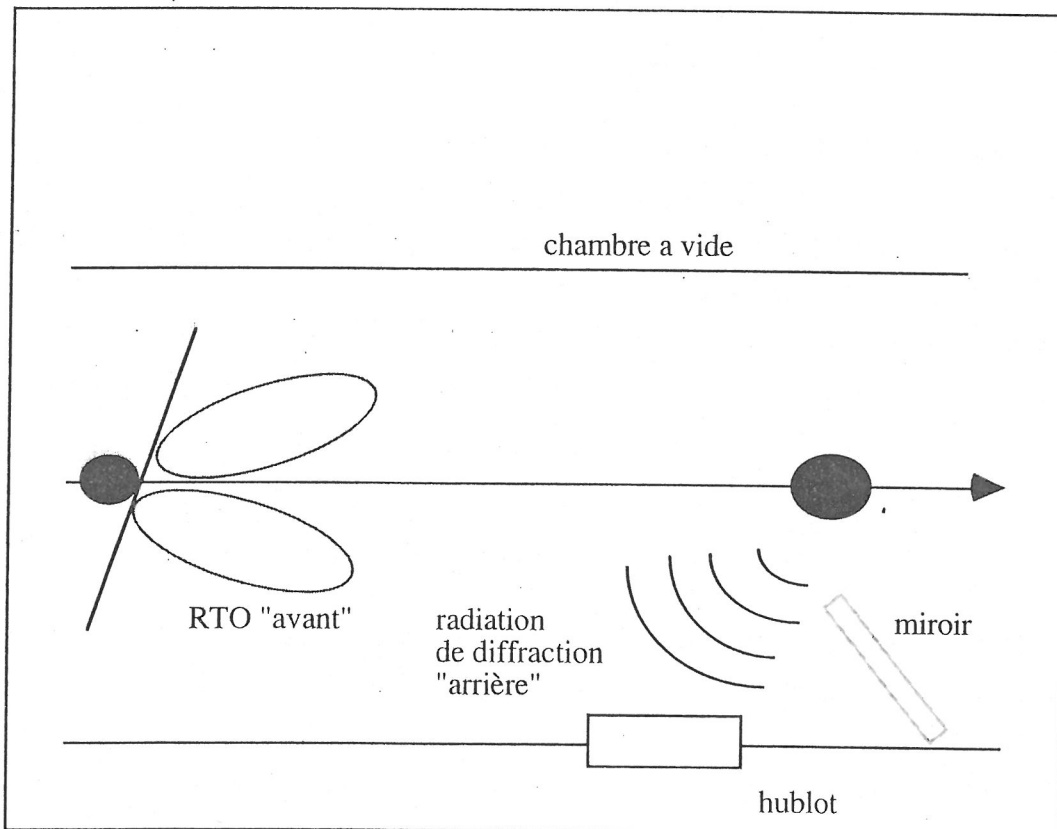


Fig 3.2. -

3.2) La longueur de formation de rayonnement

On a vu précédemment que l'émission de rayonnement de transition nécessite une zone de mouvement rectiligne et uniforme de la particule dite zone de cohérence. Mais que se passe-t-il lorsque le photon virtuel se transforme en photon réel? S'il se trouve à proximité de la source, il interfère avec les photons virtuels associés à la charge. S'il est "suffisamment" loin de la source on peut alors observer un rayonnement libre, c'est-à-dire un photon réel qui se propage. On peut donc définir une zone où le rayonnement émis peut être vu effectivement comme une onde sphérique, donc comme l'émission de photons réels.

Cette zone correspond exactement au concept de zone lointaine de Fraunhofer et, dans le cas du rayonnement de transition, elle a été indiquée dans [3] comme la **longueur de formation de rayonnement**. Dans cette zone, l'orthogonalité entre le vecteur d'onde et les vecteurs champ électrique et magnétique est respectée. Pour évaluer la longueur de formation de rayonnement on rappelle que, au chapitre 1§2, on a vu que la phase du rayonnement émis par une particule qui se propage dans un milieu est:

$$3.2.1) \quad \omega t (1 - \beta \sqrt{\epsilon} \cos \theta)$$

où θ est l'angle entre le vecteur de propagation du mouvement et le vecteur d'observation. Celui-ci, en effet, peut être remplacé dans l'approximation de champ lointain par le vecteur reliant la position actuelle de la charge au point d'observation (voir fig 1.2) au moyen du développement en série (1.2.1).

La zone de formation de rayonnement sera déterminée en négligeant, par rapport à un radian⁶, la contribution de second ordre dans le développement (1.2.1). On aura:

$$3.2.2) \quad kL_{cm}^2 \frac{\sin^2 \theta}{2R_0} \ll 1 \Rightarrow R_0 \gg \frac{\sqrt{\epsilon} v^2 \sin^2 \vartheta}{2c\omega |1 - \beta \sqrt{\epsilon} \cos \theta|^2}$$

où la limite R_0 définit la longueur de formation de rayonnement. Ce qui est important dans cette dernière ce n'est pas le type de transition, mais plutôt le milieu où est situé le point d'observation.

On peut donc déduire l'application expérimentale suivante: le récepteur (la caméra CCD) doit être située loin par rapport à la zone de formation de rayonnement afin d'éviter l'interférence des photons virtuels avec la caméra elle même. On peut remarquer que, pour des angles distants des lobes, on se trouve dans une situation expérimentale plus simple, car la zone de formation de rayonnement se réduit. Si l'on veut observer seulement la contribution de ce cône angulaire il faudra toutefois faire attention à avoir assez de flux pour la détection de l'image.

⁶ Un radian est, comme d'habitude, une convention d'approximation.

CHAPITRE 4

L'émittance - Concept et méthode de mesure

Aux chapitres précédents on s'est penché sur les définitions aussi bien que sur les caractéristiques du rayonnement de transition. Cela est dû au fait qu'à TTF, grâce aux images acquises au moyen du rayonnement de transition émis par le faisceau traversant une feuille d'aluminium de $20\mu\text{m}$ d'épaisseur, on a reconstruit ses caractéristiques dynamiques principales à l'énergie de 10 MeV. La caractérisation dynamique du faisceau est donnée par une fonction, dite émittance, qui le représente dans l'espace de phases. Dans ce chapitre, on va tout d'abord donner la définition de l'émittance pour illustrer, par la suite, la méthode de mesure adoptée et examiner l'emploi de la statistique. Quelques considérations théoriques et l'étude des simulations effectuées à l'ordinateur seront illustrées afin de justifier le type d'ajustement numérique choisi pour la mesure.

4.1) Les grandeurs dynamiques caractérisant le faisceau. L'émittance - La brillance

L'utilisation de faisceaux de particules requiert l'emploi de nombreux dispositifs qui permettent de modifier le transfert, la focalisation, le groupement des charges et leur accélération. Les performances de ces éléments seront donc évaluées d'après leur capacité de modifier l'état dynamique du faisceau à partir de l'état initial. Il est alors nécessaire de définir les variables dynamiques caractérisant un faisceau de particules pour étudier par la suite comment on pourra les modifier. Nous expliquerons ceci à l'aide d'exemples pratiques. Dans la plupart des cas, nous souhaitons produire des faisceaux de petites dimensions qui ne soient pas trop dispersifs en direction et énergie (expériences sur les cibles ou collisions faisceau - faisceau), ou bien transporter le faisceau tout en gardant ses caractéristiques dynamiques (lignes de transfert) ou encore l'accélérer (structures accélératrices). La possibilité de donner au faisceau les qualités voulues dépend bien évidemment des caractéristiques initiales de l'ensemble des particules: l'intensité, l'énergie, la dispersion en énergie, les dimensions géométriques

et la divergence angulaire par rapport à la trajectoire de référence. Les qualités dynamiques du faisceau sont mesurées par des grandeurs caractéristiques telles que l'**émittance** et la **brillance**. Nous allons tout d'abord rappeler ici quelques concepts de base, c'est-à-dire l'espace de phases, la trajectoire de phases et le théorème de Liouville, de façon à arriver à une définition correcte de ces deux grandeurs.

4.1.1) L'espace de phases

Considérons un système macroscopique à n degrés de liberté. Si, pendant un intervalle de temps on peut admettre qu'il n'interagit pas avec l'extérieur, il peut être considéré comme isolé. L'état dynamique d'un tel système à un instant donné sera défini par les n coordonnées de positions x_i et leurs n moments conjugués p_i avec $i = 1, \dots, n$, définissant ainsi un **espace de phases** à $2n$ dimensions dans lequel on peut décrire l'évolution du système au cours du temps. Le système est donc représenté par un point de l'espace de phases décrivant au cours du temps une courbe dite trajectoire de phases. On considère maintenant une partie très petite d'un système isolé, qu'on appelle sous-système, dont le nombre de degrés de liberté reste grand par rapport à l'unité. Le sous système n'étant pas isolé, il interagit dans le temps avec les autres parties du système d'une façon très compliquée. Pour résoudre le problème dynamique du sous système, il faudrait donc trouver la solution des $2n$ équations différentielles du système entier, avec leurs conditions aux limites. Cela étant impossible, on peut penser à appliquer la méthode statistique. On définit alors une fonction densité dans l'espace de phases [13]: considérons un intervalle de temps T "suffisamment" long pour que le sous - système transite plusieurs fois par tous les états possibles définis par les degrés de liberté. Prenons un sous - intervalle de temps Δt pendant lequel le système a transité par l'élément de volume $\Delta x \Delta p$. Si T tend vers l'infini, on peut définir la probabilité de trouver le système dans $\Delta x \Delta p$ au moyen de la limite finie :

$$4.1.1) \quad \Omega = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\Delta t}{T}$$

pour un sous - volume infinitésimal, on écrit :

$$4.1.2) \quad d\Omega = \rho (p_1, \dots, p_n, x_1, \dots, x_n) dp dx$$

où $d\Omega$ indique la probabilité de trouver le système dans l'élément de volume $dp dx = dx_1, \dots, dx_n, dp_1, \dots, dp_n$ ou, de façon équivalente, d'avoir le point représentatif de la

trajectoire de phases compris entre les coordonnées x_i ; x_i+dx_i et p_i ; p_i+dp_i . La fonction ρ est appelée fonction de distribution statistique et représente la densité de probabilité dans l'espace de phases. Elle doit naturellement satisfaire à la condition de normalisation des probabilités :

$$4.1.3) \quad \boxed{\int d\Omega = \int \rho dp dx = 1}$$

Il importe de rappeler que la distribution statistique d'un système ne dépend pas des conditions initiales imposées à ses sous - systèmes. En effet, elles sont sans importance si l'on considère l'état d'un sous-système après un intervalle de temps suffisamment long au cours duquel il a transité plusieurs fois par tous les états permis. Il sera donc possible de déterminer la fonction ρ pour les sous systèmes sans résoudre les n équations différentielles, avec leurs propres conditions aux limites, qui caractérisent le problème mécanique du système isolé. Dans ce cas, il faudra considérer les grandeurs macroscopiques moyennes du système comme l'énergie, le moment etc.

4.1.2) *Le théorème de Liouville*

Un système est dit hamiltonien [14] s'il existe une fonction $H(x, p, t)$ telle que les équations du mouvement soient décrites par:

$$4.1.4) \quad \boxed{\dot{x}_i = \frac{\partial H(x_i, p_i, t)}{\partial p_i} ; \quad \dot{p}_i = - \frac{\partial H(x_i, p_i, t)}{\partial x_i}}$$

où x et p sont donc variables conjuguées. Considérons donc un système ayant n points distribués d'après la fonction ρ . Dans le temps ceux-ci bougeront en formant un flux dans l'espace de phases. On peut appliquer l'équation de conservation:

$$4.1.5) \quad \boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0}$$

où le vecteur v indique les dérivées par rapport au temps des coordonnées x_i et p_i . Si le nombre de points n se conserve dans le temps on aura:

$$4.1.6) \quad \boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \Rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i^n \left[\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho x_i) + \frac{\partial}{\partial p_i} (\rho p_i) \right] = 0}$$

qui, si l'on développe les dérivées, devient:

$$4.1.7) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i^n \left[x_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \right] + \rho \sum_i^n \left[\frac{\partial x_i}{\partial x_i} + \frac{\partial p_i}{\partial p_i} \right] = 0$$

en remplaçant les (4.1.4) dans le cas des systèmes hamiltoniens, on obtient:

$$4.1.8) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i^n \left[x_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + p_i \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \right] = \frac{d\rho}{dt} = 0$$

qui exprime la conservation de la densité dans l'espace de phases observée par une particule dans son voisinage au cours du temps. Le théorème de Liouville assure donc l'invariance de la fonction de distribution dans l'espace de phases. On peut l'exprimer aussi en termes de l'invariance de l'hypervolume qui, dans l'espace de phases, contient un nombre fixé n de points [14]. Cela découle de l'équation :

$$dN = \rho(x, p, t) dV$$

où N indique le nombre de points compris dans l'hypervolume V . Si la densité est conservée on peut associer les points à un gaz incompressible. Alors la forme de la surface qui contient les points change dans le temps mais le volume est conservé.

4.2) *Emittance et Brillance*

Après avoir introduit les concepts d'espace de phases, de trajectoire de phase et avoir rappelé le théorème de Liouville, appliquons-les au cas d'un faisceau de particules chargées. Une particule est définie dans l'espace de phases par les 6 coordonnées x, y, z, p_x, p_y, p_z . Pour n particules quelconques, le faisceau sera défini dans un espace à 6n dimensions. Toutefois si l'on suppose que les particules n'interagissent pas entre elles, on pourra réduire le problème à une seule particule dans un espace à 6 dimensions ψ_6 . Si l'on considère, en outre, qu'il n'y a pas de couplage entre les degrés de liberté, on peut projeter l'hypervolume à 6 dimensions sur trois plans à deux dimensions ψ_2 . Dans ces conditions, le théorème de Liouville reste bien sûr valable dans tous les sous-espaces pour des systèmes Hamiltoniens.

On peut donc définir l'**émittance** (ε) d'un faisceau comme le volume occupé par le faisceau lui-même dans l'espace de phases. Dans le cas de découplage entre

coordonnées les surfaces projections de l'émittance dans les plans ψ_{2x} , ψ_{2y} , ψ_{2z} définiront respectivement les émittances transverses (ϵ_x , ϵ_y) et l'émittance longitudinale (ϵ_z). L'émittance totale sera fonction du produit des trois : $\epsilon = \epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z$. En général, dans la physique des accélérateurs, on substitue à l'espace transverse de phases l'espace de traces [14] défini par les variables x , $x' = dx / dz$ et y , $y' = dy / dz$ où la coordonnée z décrit la direction privilégiée du faisceau dite courbe de référence (voir fig 4.1). En cas d'emploi de sections à radiofréquence, l'émittance longitudinale est définie dans le plan défini par les coordonnées conjuguées [E =énergie, ϕ =phase] ou bien [E =énergie, t =temps] où l'on suppose que l'origine des coordonnées est donnée par l'énergie et par la phase de la charge de référence. L'émittance longitudinale sera donc définie par [15]:

$$4.2.1) \quad \boxed{\epsilon_l = \frac{I}{\omega_{rf}} \int_S dE d\phi}$$

où s indique le contour qui contient le faisceau dans le plan longitudinal et ω_{rf} exprime la fréquence **HF**. Dans ces coordonnées, l'émittance est donc une grandeur représentative de l'état dynamique du faisceau car elle exprime son degré de groupement par rapport à la radiofréquence.

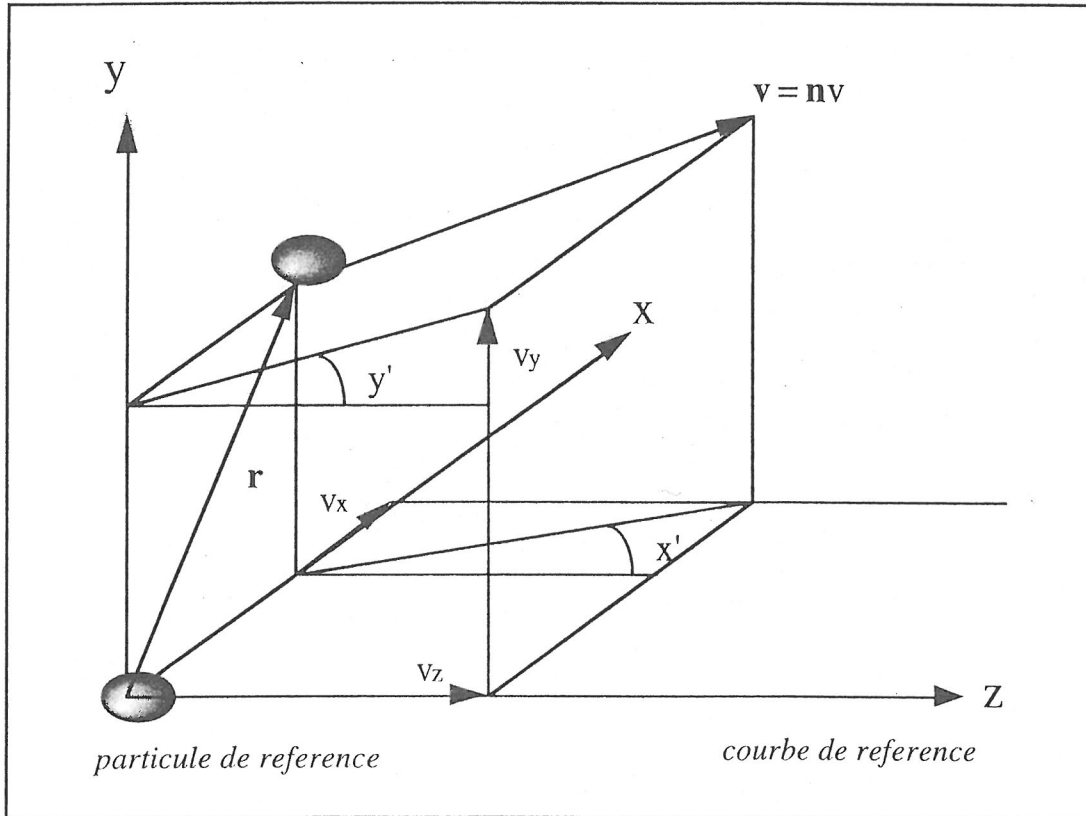


Fig 4.1

De surcroît, le théorème de Liouville assure sa conservation dans l'espace de phases pour des systèmes hamiltoniens; cela implique que l'émittance est une constante du mouvement. Une liste des phénomènes qui causent la non conservation de l'émittance dans l'hypervolume 6D est citée dans [16].

Parmi eux il y a:

- 1) Le couplage entre degrés de liberté.
- 2) La diffusion coulombienne à l'intérieur d'un faisceau et d'un faisceau sur l'autre.
- 3) La diffusion avec les gaz résiduels.
- 4) L'émission de rayonnement synchrotron.
- 5) Les champs de sillage.
- 6) Les effets de charge d'espace.

Lorsque l'énergie du faisceau varie pendant le mouvement (au moyen de l'emploi de sections accélératrices), l'émittance n'est pas conservée. On peut cependant définir dans l'espace de traces l'**émittance normalisée** [14] au moyen du produit de l'émittance initiale par le facteur $\beta\gamma$ c'est à dire qu'on revient à la définition initiale $\epsilon_x = \Delta x \Delta p_x$, $\epsilon_y = \Delta y \Delta p_y$.

L'émittance normalisée est donc l'invariant du mouvement au cas où l'énergie du faisceau varie et où l'on peut négliger les effets d'émission de rayonnement.

Du point de vue statistique, on peut définir l'émittance au moyen de la définition d'**émittance effective** [17]. Si l'on considère le faisceau comme une distribution statistique dans l'espace de phases déterminée par la fonction de distribution ρ , l'émittance effective est donnée par les moments de deuxième ordre (variance et covariance) au moyen de:

$$4.2.2) \quad \boxed{\epsilon = 4\sqrt{\overline{x^2 x'^2} - (\overline{xx'})^2}}$$

où

$$4.2.3) \quad \boxed{\overline{x^2} = \frac{\iint x^2 \rho(x, x') dx dx'}{\iint \rho(x, x') dx dx'}} ; \quad \boxed{\overline{x'^2} = \frac{\iint x'^2 \rho(x, x') dx dx'}{\iint \rho(x, x') dx dx'}}$$

indiquent les variances et

$$4.2.4) \quad \boxed{\overline{xx'} = \frac{\iint xx' \rho(x, x') dx dx'}{\iint \rho(x, x') dx dx'}}$$

la covariance de la distribution du faisceau dans l'espace des traces. On peut assimiler la distribution du faisceau à une distribution gaussienne équivalente dans l'espace de phases. Pour obtenir une représentation plus précise il faudrait évidemment pousser l'analyse statistique à des moments d'ordres supérieurs.

Un concept semblable à l'émittance est la **brillance**, définie au moyen de:

$$4.2.5) \quad \Lambda = \frac{I}{\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_y \varepsilon_z}$$

La brillance est donc inversement proportionnelle à l'émittance et directement proportionnelle à l'intensité de courant I. Elle exprime donc le concept selon lequel un faisceau est plus performant qu'un autre si, à émittance égale, il a une plus grande intensité ou bien si, à intensité égale, il est concentré dans des émittances plus petites.

4.2.1) Les représentations de l'émittance - *L'ellipse d'émittance - La matrice du faisceau -* *Les paramètres de Twiss*

Souvent, dans un espace 2D, l'émittance est représentée par la surface d'une ellipse qui contient 95% ou 99% des particules, la valeur du pourcentage étant une simple convention. Au cours du mouvement cette ellipse se déforme dans l'espace de phases tout en conservant l'aire contenue dans son contour. L'introduction de l'émittance statistique définie en (4.2.2) est intéressante car elle ne dépend explicitement d'aucun contour. Si on considère le faisceau idéal exprimé par l'émittance r.m.s, on peut supposer qu'il est représenté par l'ellipse de covariance d'une distribution gaussienne à deux variables [18]. Cette dernière correspond à une surface dans un espace tri-dimensionnel (fig 4.2) dont les sections horizontales (lignes de niveaux) représentent les ellipses d'emmittance.

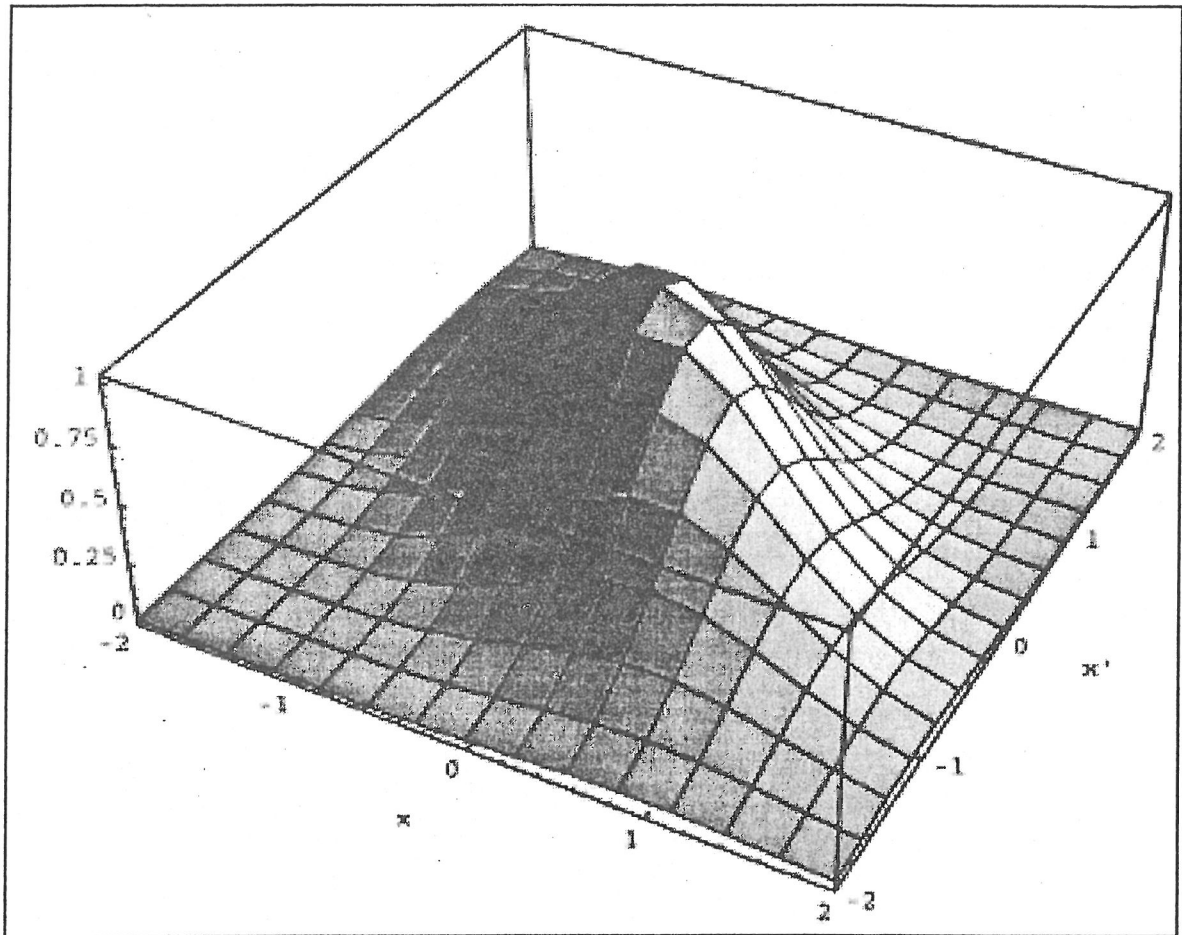


fig 4.2

L' équation de l'ellipse peut être exprimée au moyen de la forme matricielle dans un espace à n dimensions. L'équation pour un ellipsoïde à n dimensions est donnée par le produit:

$$4.2.6) \quad k^T \sigma^{-1} k = 1$$

où k définit le vecteur n dimensionnel des coordonnées dans l'espace des traces et σ est la matrice caractéristique du faisceau:

$$4.2.7) \quad k = \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ . \\ . \end{bmatrix} ; \quad \sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & . & . & . & . \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & . & . & . & . \\ . & . & \sigma_{33} & \sigma_{34} & . & . \\ . & . & \sigma_{43} & \sigma_{44} & . & . \\ . & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . \end{bmatrix}$$

Selon le type de représentation choisie, les paramètres de l'ellipse d'émittance expriment les caractéristiques du faisceau. Les deux représentations les plus utilisées emploient différentes équations de l'ellipse. Revenant au cas bidimensionnel⁷, on a:

$$4.2.8) \quad \sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix} = \varepsilon \begin{bmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{bmatrix}$$

et puisque:

$$4.2.9) \quad \sigma^{-1} = \frac{1}{|Det(\sigma)|} \begin{pmatrix} \sigma_{22} & -\sigma_{12} \\ -\sigma_{21} & \sigma_{11} \end{pmatrix}$$

en substituant dans (4.2.6) on obtient:

$$4.2.10) \quad \begin{array}{l} 1] \quad \sigma_{11}x^2 - 2\sigma_{12}xx' + \sigma_{22}x'^2 = Det(\sigma) = \varepsilon^2 \\ 2] \quad \gamma x^2 + 2\alpha xx' + \beta x'^2 = \sqrt{Det(\sigma)} = \varepsilon \end{array}$$

où x et x' indiquent le couple de variables considéré. Dans le premier cas, les paramètres σ sont dits paramètres de la **matrice du faisceau**, tandis que dans le deuxième cas α, γ, β sont dits paramètres de **Twiss**. Physiquement les paramètres ont des significations différentes: $\sigma_{11} = \varepsilon\beta$ et $\sigma_{22} = \varepsilon\gamma$ expriment respectivement les carrés de l'enveloppe géométrique et angulaire du faisceau, alors que $\sigma_{12} = \sigma_{21} = -\varepsilon\alpha$ exprime le degré de couplage entre les deux variables x et x'. En plus, on a les relations :

$$4.2.11) \quad \beta\gamma = 1 + \alpha^2 ; x_{max} = \sqrt{\beta\varepsilon} ; x_{int} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma}} ; x'_{max} = \sqrt{\gamma\varepsilon} ; x'_{int} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}}$$

Sur la Fig.(4.3) on peut donc voir l'ellipse d'émittance avec les paramètres caractéristiques indiqués, leurs relations et leur signification.

⁷ Dorénavant le choix sera de travailler dans deux dimensions. Au cas où il y aurait des considérations dans un espace à plusieurs dimensions, le problème serait spécifié.

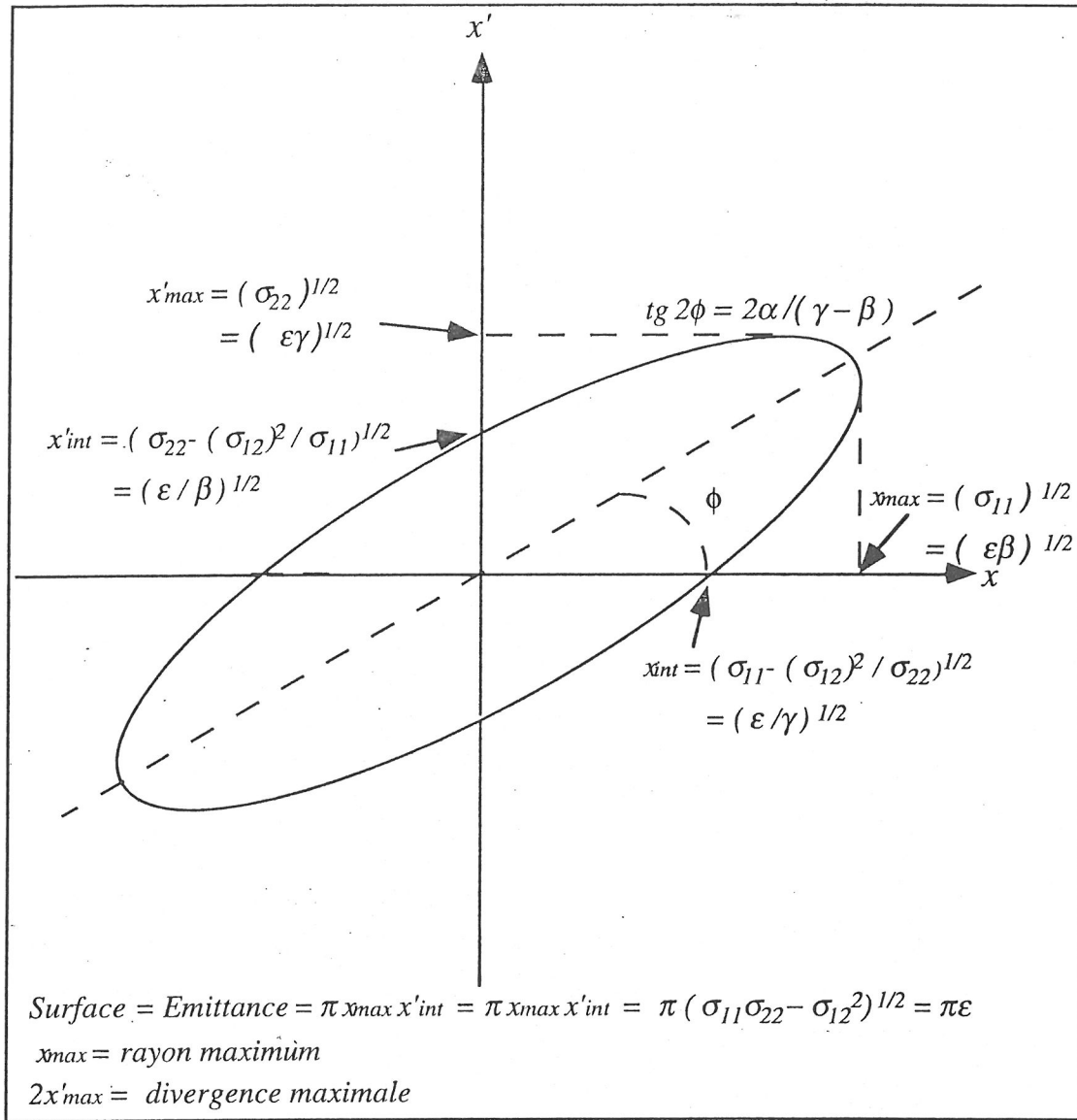


Fig 4.3 -

Le produit $\pi \epsilon$ exprime la surface de l'ellipse et est donc associé à l'émittance. La surface de l'ellipse bidimensionnelle, c'est-à-dire l'émittance, est donc donnée par:

$$4.2.12) \quad \int_{\text{ellipse}} dx dx' = \pi \epsilon = \pi \sqrt{\det \sigma} = \pi \sqrt{\sigma_{11} \sigma_{22} - \sigma_{12}^2}$$

et est mesurée en π mm mrad.

Suivant la notation matricielle, chaque interaction du faisceau avec un élément de la ligne de transfert est donc caractérisée par l'équation [19]:

$$4.2.13) \quad \sigma(I) = R \sigma(0) R^T$$

où $\sigma(0)$ indique le faisceau au début de l'élément, $\sigma(1)$ à la fin et R est la matrice caractéristique de l'élément lui même. La matrice R est dite **matrice de transfert**.

4.3) La mesure de l'émittance d'un faisceau de particules - La méthode des trois gradients - La méthode des trois phases.

Dans la formule (4.2.12) on voit qu' afin de déterminer la valeur de l'émittance, il est nécessaire de connaître les trois paramètres de la matrice du faisceau σ_{11} , σ_{22} , σ_{12} . Les techniques expérimentales pour évaluer ces paramètres sont nombreuses [14] [20]; nous nous bornerons à exposer la méthode suivie dans le cas de l'injecteur TTF, c'est-à-dire la méthode des trois gradients. Cette méthode, en utilisant le RTO, a déjà été utilisée avec succès pour mesurer l'émittance d'un faisceau de quelques MeV d'énergie sur la station NEPAL [21] ou sur le Linac ELSA [22]. On commence par considérer l'équation (4.2.13). Dans le cas bidimensionnel on peut écrire:

$$4.3.1) \quad \begin{bmatrix} \sigma_{11}(1) & \sigma_{12}(1) \\ \sigma_{21}(1) & \sigma_{22}(1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{11}(0) & \sigma_{12}(0) \\ \sigma_{21}(0) & \sigma_{22}(0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{11} & R_{21} \\ R_{12} & R_{22} \end{bmatrix}$$

où $\sigma(0)$ et $\sigma(1)$ représentent respectivement le faisceau au début et à la fin de la chaîne d'éléments représentée par la matrice R . En développant le produit matriciel on arrive à:

$$4.3.2) \quad \sigma(1) = \begin{bmatrix} R_{11}^2 \sigma_{11}(0) + 2R_{11}R_{12}\sigma_{21}(0) + R_{12}^2 \sigma_{22}(0) & R_{11}R_{21}\sigma_{11}(0) + (R_{11}R_{22} + R_{12}R_{21})\sigma_{21}(0) + R_{12}R_{22}\sigma_{22}(0) \\ R_{11}R_{21}\sigma_{11}(0) + (R_{11}R_{22} + R_{12}R_{21})\sigma_{21}(0) + R_{12}R_{22}\sigma_{22}(0) & R_{21}^2 \sigma_{11}(0) + 2R_{21}R_{22}\sigma_{21}(0) + R_{22}^2 \sigma_{22}(0) \end{bmatrix}$$

Si on considère donc le terme $\sigma_{11}(1)$, on a :

4.3.3)

$$\sigma_{11}(1) = R_{11}^2 \sigma_{11}(0) + 2R_{11}R_{12} \sigma_{21}(0) + R_{12}^2 \sigma_{22}(0)$$

Sur la figure (4.3) on peut voir que le terme σ_{11} est lié à la dimension géométrique du faisceau au moyen de $\sqrt{\sigma_{11}} = x$ avec x = rayon de la distribution géométrique. Afin de déterminer l'émittance transverse, il est possible de mesurer la quantité $\sigma_{11}(1)$ au moyen de n'importe quelle technique d'acquisition du profil du faisceau. Dans la méthode des 3 gradients la détermination des trois paramètres de la matrice du faisceau requiert au moins trois équations du type (4.3.3). Il faut donc faire varier au moins trois fois les termes de la matrice R , de façon à obtenir trois mesures différentes du faisceau définissant le système de résolution:

4.3.4)

$$\begin{aligned} a \sigma(1) &= a R_{11}^2 \sigma_{11}(0) + 2a R_{11} a R_{12} \sigma_{21}(0) + a R_{12}^2 \sigma_{22}(0) \\ b \sigma(1) &= b R_{11}^2 \sigma_{11}(0) + 2b R_{11} b R_{12} \sigma_{21}(0) + b R_{12}^2 \sigma_{22}(0) \\ c \sigma(1) &= c R_{11}^2 \sigma_{11}(0) + 2c R_{11} c R_{12} \sigma_{21}(0) + c R_{12}^2 \sigma_{22}(0) \end{aligned}$$

où par a, b, c on indique les différentes valeurs pour les termes R_{ij} de la matrice R . En réalité, pour appliquer l'analyse statistique, on a l'habitude d'effectuer plusieurs mesures de la dimension du faisceau et d'obtenir, par la suite, les paramètres σ au moyen d'un ajustement analytique ou numérique. Afin de varier les coefficients de la matrice R , on opère par le moyen des éléments focalisants composés par un ou plusieurs quadrupôles qui modifient les dimensions du faisceau. Un seul quadrupôle présente le désavantage de ne pouvoir focaliser seulement que dans une des deux coordonnées transverses. Un élément à deux quadrupôles (doublet) ou à trois quadrupôles (triplet), au contraire, permet de focaliser dans tout le plan transverse. En outre, il a été démontré [23] qu'en ce qui concerne la méthode des trois gradients, une mesure d'émittance effectuée au moyen d'un quadrupôle, est moins précise que celle effectuée avec un système à deux ou trois quadrupôles. C'est pour cette raison qu'on a choisi d'opérer, dans le cas du TTF, au moyen d'un triplet.

Dans la méthode des trois gradients les principales causes d'erreurs sont celles portant sur la mesure de la taille du faisceau et celles d'alignement et de gradient dans les quadrupôles. Si on considère l'approximation dite de lentille mince (voir § 4.3.1) dans le premier cas, si on exprime la largeur mesurée par la relation:

4.3.5)

$$\sigma_m^2 = \sigma_r^2 + \sigma_{Ris}^2$$

où σ_r est la largeur réelle et σ_{Ris} l'erreur systematique exprimée par la résolution de la mesure, l'émittance serait ainsi corrigée. Ici il faut remarquer que les éléments σ représentent des écarts - types et non les coefficients de la matrice du faisceau représentés par σ_{ij} ($i, j = 1$ ou 2). On peut écrire [24] :

$$4.3.6) \quad \boxed{\epsilon_r^2 = \epsilon_m^2 - \frac{\sigma_f^2 \sigma_{Ris}^2}{R_{12}}}$$

où σ_r est la taille du faisceau à l'entrée du quadrupôle, ϵ_r l'émittance réelle et ϵ_m l'émittance mesurée. On peut voir que l'erreur peut être réduite en augmentant la longueur de glissement en aval de l'élément focalisant (ou en augmentant le terme R_{12} de la matrice R , car ils sont proportionnels).

Les erreurs d'alignement et de gradient de l'élément focalisant augmentent aussi l'émittance réelle. Si on exprime l'erreur d'alignement par Δy et l'erreur sur le gradient par $\Delta y'$ on a [25]:

$$4.3.7) \quad \boxed{\epsilon_r^2 = \epsilon_m^2 - 2 \left[\Delta y^2 \left(\frac{1 - \sigma_{12}^2}{\sigma_{11}^2} \right) + \Delta y'^2 \sigma_{11}^2 \right]}$$

En général, les erreurs de gradient sont peu importantes, tandis que les erreurs d'alignement peuvent être considérables. L'erreur dérivant de la dispersion de la focale causée par la dispersion en énergie du faisceau contribue de façon négligeable [26].

En résumé, on peut dire que les avantages de la méthode des trois gradients sont les suivants :

- 1) l'installation est classique (quadrupôle - espace de glissement - profileur) et ne requiert pas beaucoup d'espace;
- 2) les mesures ont toutes la même incertitude (même profileur). Cela est important surtout pour l'analyse statistique;
- 3) le faisceau mesuré n'est pas perturbé avant l'entrée dans le quadrupôle (l'émittance étant l'émittance effective du faisceau).

Les inconvénients :

- 1) les erreurs, surtout d'alignement, peuvent être considérables;
- 2) on est obligé d'effectuer la mesure sur différents paquets - possibilité de variation de l'émittance entre paquets.

La méthode des trois gradients est semblable à celle des **trois positions**. Ici les différentes mesures du faisceau sont acquises, non pas en faisant varier la dimension du faisceau au moyen d'un élément optique, mais plutôt en effectuant les mesures dans au

moins trois positions différentes. La matrice de transfert sera donc caractérisée par différentes longueurs de glissement qui conduisent aux différentes positions de mesure. Pour ce qui est de la mesure d'émittance dans le plan longitudinal, on applique la méthode dite des **trois phases**, qui reproduit un procédé équivalent à celui suivi dans la méthode des trois gradients. Dans ce cas, il suffit de faire varier trois fois la phase de la radiofréquence dans une section accélératrice, par rapport à la charge de référence, et d'acquérir trois mesures différentes de longueur de paquet. Autrement, on peut mesurer, à la phase de référence où le terme de couplage entre l'énergie et la phase est nul, la longueur de paquet et la dispersion d'énergie par le moyen d'un spectromètre. Leur produit donnera l'émittance longitudinale.

4.3.1) Les matrices de transfert - L'approximation de lentille mince - L'ajustement parabolique

Considérons maintenant les coefficients de la matrice R. Chaque élément d'une ligne de transfert est caractérisé par des valeurs différentes des termes R_{ij} selon ses propres spécificités. Dans le cas de la mesure de l'émittance au moyen de la méthode des trois gradients, le dispositif normalement utilisé est illustré sur la fig.(4.4). Dans l'exemple de TTF on a un élément de focalisation (un triplet) suivi d'une longueur de glissement qui conduit au radiateur RTO où s'effectue la mesure du profil du faisceau. La matrice R pour une longueur de glissement spatial est :

$$4.3.8) \quad \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

où par L on indique la longueur du glissement. Pour un un quadrupôle de focalisation on prend le cas de la matrice des deux plans transverses X, Y. La matrice est définie par [19]:

$$4.3.9) \quad \begin{bmatrix} \cos\sqrt{k}l & \frac{1}{\sqrt{k}}\sin\sqrt{k}l & 0 & 0 \\ -\sqrt{k}\sin\sqrt{k}l & \cos\sqrt{k}l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh\sqrt{k}l & \frac{1}{\sqrt{k}}\sinh\sqrt{k}l \\ 0 & 0 & \sqrt{k}\sinh\sqrt{k}l & \cosh\sqrt{k}l \end{bmatrix}$$

où l indique la longueur du quadrupôle et k la force magnétique définie par:

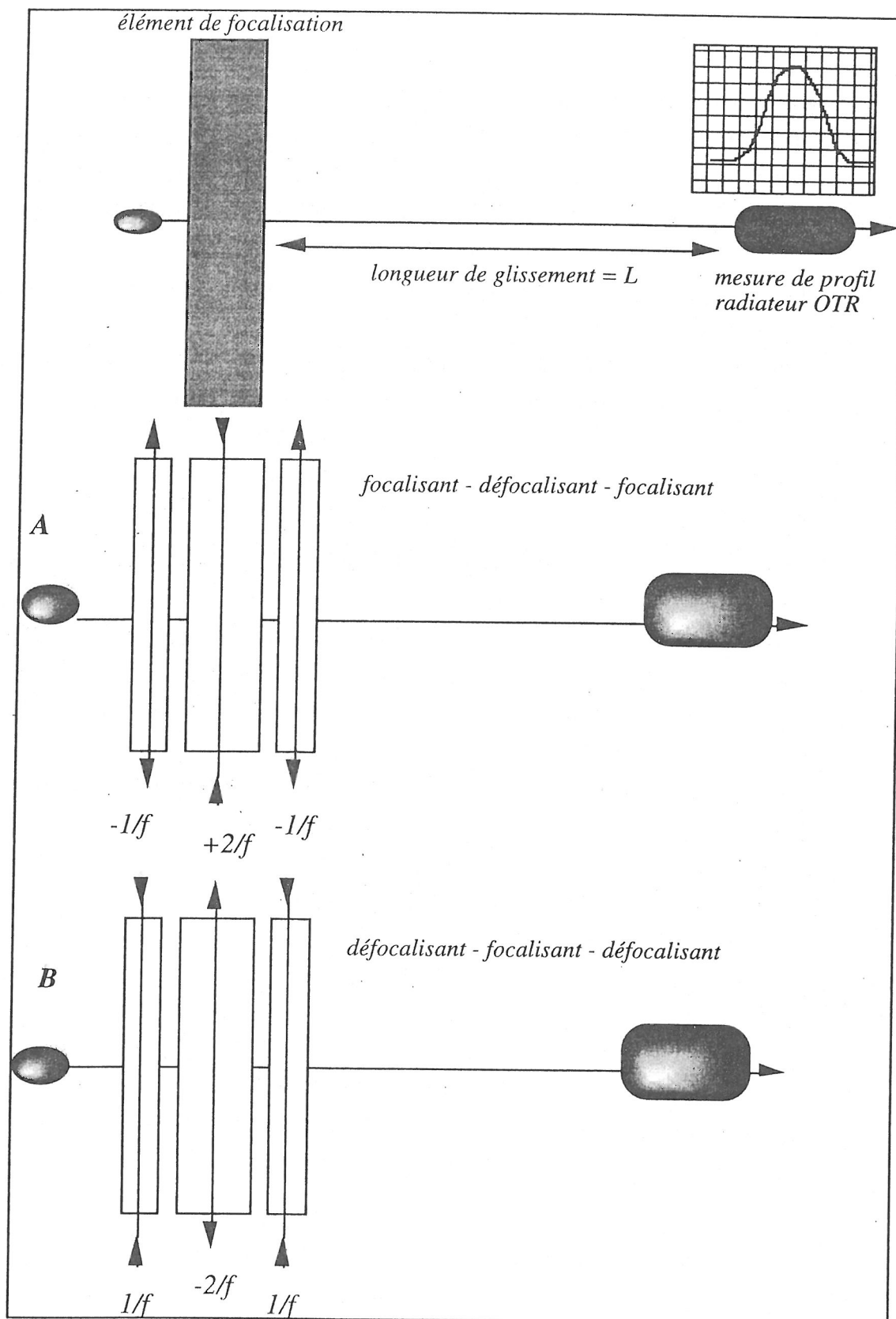


Fig 4.4 -

$$4.3.10) \quad k = \frac{qG}{p}$$

G étant le gradient magnétique égal au rapport entre le champ appliqué sur le pôle de l'aimant et le rayon, p le moment du faisceau, q la charge de la particule. Cette matrice représente un quadrupôle qui, pour des valeurs positives du champ magnétique, focalise dans le plan horizontal tandis qu'il est défocalisant dans le plan vertical; dans le cas inverse les deux sous - matrices seront interverties.

La distance focale d'un quadrupôle de force k est défini, suivant la définition de l'optique géométrique, par $f = 1 / |k|l$.

La matrice d'un triplet sera bien évidemment donnée par le produit matriciel de la combinaison des trois quadrupôles intercalés avec les longueurs de glissement:

4.3.11)

$$\begin{bmatrix} TrR_{11} & TrR_{12} \\ TrR_{21} & TrR_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_3R_{11} & Q_3R_{12} \\ Q_3R_{21} & Q_3R_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q_2R_{11} & Q_2R_{12} \\ Q_2R_{21} & Q_2R_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q_1R_{11} & Q_1R_{12} \\ Q_1R_{21} & Q_1R_{22} \end{bmatrix}$$

où les indices Q1, Q2, Q3 indiquent les quadrupôles, L la distance de séparation entre les quadrupôles et Tr le triplet vu dans son ensemble. Naturellement le calcul analytique des paramètres R de la matrice de transfert d'éléments complexes de ligne requiert l'emploi de codes de calcul.

Une approximation importante pour chaque quadrupôle est *l'approximation de lentille mince*. Examinons les fonctions trigonométriques de la sous - matrice focalisante dans l'équation (4.3.9).

Si l'on suit les définitions de distance focale, on peut écrire [27]:

$$4.3.12) \quad \frac{l}{f} = \sqrt{k} \sin \sqrt{k}l = |k|l \frac{\sin \sqrt{k}l}{\sqrt{k}l}$$

Dans le cas fréquent de petits arguments, c'est-à-dire pour $\sqrt{k}l \ll 1$, on peut approximer la matrice de focalisation à la matrice d'une lentille idéale:

$$4.3.13) \quad R_q = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$$

où $f = 1 / |k|l$. Naturellement pour le plan défocalisant le signe sera inverse. Cette approximation, dans son domaine d'applicabilité, permet d'opérer sur les matrices de

transfert de façon plus intuitive. Prenons l'exemple de la mesure d'émittance avec un quadrupôle. Dans ce cas la matrice de transfert sera donnée par:

$$4.3.14) \quad R_T = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{L}{f} & L \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$$

si l'on veut se reporter au système (4.3.4) on aura donc:

$$4.3.15) \quad \begin{aligned} a\sigma(l) &= \left(1 - \frac{L}{af}\right)^2 \sigma_{11}(0) + 2L\left(1 - \frac{L}{af}\right) \sigma_{21}(0) + aL^2 \sigma_{22}(0) \\ b\sigma(l) &= \left(1 - \frac{L}{bf}\right)^2 \sigma_{11}(0) + 2L\left(1 - \frac{L}{bf}\right) \sigma_{21}(0) + bL^2 \sigma_{22}(0) \\ c\sigma(l) &= \left(1 - \frac{L}{cf}\right)^2 \sigma_{11}(0) + 2L\left(1 - \frac{L}{cf}\right) \sigma_{21}(0) + cL^2 \sigma_{22}(0) \end{aligned}$$

Chacune des équations de (4.3.15) est une forme quadratique du paramètre L/f et peut donc s'écrire dans la forme:

$$4.3.16) \quad \sigma_{11}(0) = A \left(\frac{L}{f} - B \right)^2 + C$$

où A, B et C sont fonctions des termes de la matrice du faisceau. La fonction représentée est une parabole dans la variable L/f et, afin d'obtenir les trois coefficients σ , on peut opérer au moyen d'un ajustement parabolique. Pour appliquer l'approximation de lentille mince au triplet il faut évaluer la focale équivalente de tout le système. Si l'on considère un triplet où la force du quadrupôle central est la double de celles des quadrupôles latéraux et avec une distance d de séparation entre les quadrupôles, on a [28]:

4.3.17)

$$\frac{1}{f_{Tr}} = \frac{2d}{f^2} \left(1 - \frac{d}{f} \right) \quad \text{cas quadrupoles } - + -$$

$$\frac{1}{f_{Tr}} = \frac{2d}{f^2} \left(1 + \frac{d}{f} \right) \quad \text{cas quadrupoles } + - +$$

où $+$ = defocalisant, $-$ = focalisant

4.4) Le cas TTF - Le triplet réel - L'impossibilité d'employer l'approximation de lentille mince

Maintenant, on voudrait appliquer la théorie de la mesure d'émittance au cas spécifique de l'injecteur TTF. Comme on le verra, pour l'emploi de l'approximation de lentille mince on trouvera des conditions de validité qui peuvent être étendues à n'importe quel système à trois quadrupôles. Dans la mesure sur TTF par le moyen de l'acquisition du profil du faisceau au moyen d'un radiateur RTO, l'un des principaux avantages est de pouvoir effectuer une mesure simultanée de l'émittance dans les deux plans transverses. En tenant compte des conditions aux limites, on verra que dans le cas de TTF l'approximation de lentille mince et donc l'expression parabolique ne sont pas applicables dans les deux plans. On présentera donc par la suite le type d'ajustement numérique appliqué au lieu de la forme parabolique aussi bien que son analyse statistique.

4.4.1) La limitation du modèle Triplet

On commence par considérer l'application du modèle de lentille mince à un triplet. Supposons que l'on ait à notre disposition trois quadrupôles. Par simplicité, supposons que pour chaque quadrupôle la distance focale, dans le domaine des gradients utilisés, est beaucoup plus grande que l'épaisseur et que par conséquent dans ce cas l'approximation de lentille mince est applicable. Prenons donc la succession de quadrupôles dans une configuration de triplet où la force du quadrupôle central est double de celle des quadrupôles externes. Dans ce cas, on aura deux plans où le triplet focalise de façon différente puisque l'alternance des éléments focalisants et défocalisants est inversée. Supposons donc que l'on ait dans le plan horizontal la convention

focalisant - défocalisant - focalisant et dans le plan vertical la convention défocalisant - focalisant - défocalisant (voir fig. 4.4 A, B). Les matrices de transfert dans les deux cas seront données par:

$$4.4.1) \quad \begin{aligned} R_H &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \\ R_V &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

où naturellement f indique la distance focale de chaque quadrupôle et L la distance entre les quadrupôles. Si l'on développe les deux produits matriciels on obtiendra:

$$4.4.2) \quad \begin{aligned} R_H &= \begin{bmatrix} 1 - \frac{2L^2}{f^2} & 2L\left(1 + \frac{L}{f}\right) \\ -\frac{2L}{f^2}\left(1 - \frac{L}{f}\right) & 1 - \frac{2L^2}{f^2} \end{bmatrix} \\ R_V &= \begin{bmatrix} 1 - \frac{2L^2}{f^2} & 2L\left(1 - \frac{L}{f}\right) \\ -\frac{2L}{f^2}\left(1 + \frac{L}{f}\right) & 1 - \frac{2L^2}{f^2} \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Dans les deux plans la focale du système triplet est donc définie par:

$$4.4.3) \quad \begin{aligned} \frac{1}{f_H} &= \frac{2L}{f^2}\left(1 - \frac{L}{f}\right) \\ \frac{1}{f_V} &= \frac{2L}{f^2}\left(1 + \frac{L}{f}\right) \end{aligned}$$

Afin d'appliquer au triplet l'approximation de lentille mince il est naturel que, l'ensemble des trois quadrupôles vu comme un élément unique, en présente les caractéristiques. Il faut donc s'attendre à ce qu'à une augmentation du gradient corresponde une augmentation de la force de focalisation ainsi qu'une réduction de la distance focale, et vice versa. Analysons donc les relations (4.4.3) pour vérifier si ce comportement est respecté pour toutes les valeurs du gradient. Prenons donc les

distances focales du triplet et dérivons-les par rapport à la focale de chaque quadrupôle qui est inversement proportionnelle au gradient. La focale, en effet, est exprimée par [28]:

$$4.4.4) \quad f_{\text{quadrupole}} = \frac{p}{qGl_{\text{mag}}}$$

où p indique le moment de la charge, q la charge, G le gradient et L_{mag} la longueur magnétique du quadrupôle. On fournit ici, dans le cas TTF, une table avec les focales équivalentes pour le triplet et pour le Q-pôle extérieur.

<u>Gradient - T/m</u>	<u>Focale Q-Pôle - m</u>	<u>Focale Triplet - m</u>
0.2	2.1	H = 37.8 V = 35.7
0.4	1.05	H = 9.75 V = 8.69
0.6	0.703	H = 4.47 V = 3.76
0.8	0.527	H = 2.59 V = 2.06
1.0	0.421	H = 1.71 V = 1.28
1.2	0.351	H = 1.23 V = 0.87
1.4	0,301	H = 0.939 V = 0.625
1.6	0.263	H = 0.745 V = 0.467
1.8	0.234	H = 0.612 V = 0.360
2.0	0.210	H = 0.515 V = 0.285
2.2	0.191	H = 0.444 V = 0.231

Le modèle lentille mince sera donc applicable pour les valeurs de dérivée positive, c'est-à-dire là où à une augmentation de la focale de chaque quadrupôle correspond une augmentation de la focale du triplet. On aura:

4.4.5)

$$f_H = \frac{f^3}{2L(f-L)} ; \Rightarrow \frac{df_H}{df} = \frac{6Lf^2(f-L) - 2Lf^3}{4L^2(f-L)^2}$$

$$f_V = \frac{f^3}{2L(f+L)} ; \Rightarrow \frac{df_V}{df} = \frac{6Lf^2(f+L) - 2Lf^3}{4L^2(f+L)^2}$$

Si l'on suppose que les deux dérivées sont positives, on obtient dans les deux cas:

4.4.6)

$$\frac{df_H}{df} > 0 ; \Rightarrow 6Lf^2(f-L) - 2Lf^3 > 0 ; \Rightarrow 2Lf^2(2f-3L) > 0 ; \Rightarrow f > \frac{3L}{2}$$

$$\frac{df_V}{df} > 0 ; \Rightarrow 6Lf^2(f+L) - 2Lf^3 > 0 ; \Rightarrow 2Lf^2(2f+3L) > 0 ; \Rightarrow \text{toujours}$$

On voit que, dans l'un des deux cas, le domaine est limité. En aucun cas, donc, pour des valeurs de la focale inférieures à 3/2 de la distance entre les quadrupôles il ne sera possible d'appliquer l'approximation de lentille mince dans les deux plans. Dans le cas TTF la valeur du gradient correspondant (4.6 Tesla / m environ) est bien au delà des valeurs prévues pour la mesure d'émittance. Toutefois on verra, que si l'on considère un faisceau réel dans le triplet, la limite de validité du modèle lentille mince est susceptible d'être plus sévère.

4.4.2) La limitation du modèle Triplet avec faisceau réel

Dans le cas précédent, on a trouvé la limite correspondant à l'application du modèle lentille mince au triplet. On a donc considéré un modèle optique du triplet basé sur les définitions obtenues en optique géométrique où les trajectoires des particules sont considérées comme les rayons. En aucun cas, on a considéré les caractéristiques du faisceau à l'entrée du triplet et la façon dont elles peuvent influencer cette limite. C'est-à-dire que la limite qu'on a trouvé précédemment est indépendante des caractéristiques

du faisceau. Considérons maintenant un faisceau caractérisé par la matrice σ qui entre dans le triplet et analysons la façon dont il évolue dans les deux plans de focalisation. Dans notre cas, on s'intéresse essentiellement au comportement optique (convergent - divergent) du faisceau à la sortie du triplet, plutôt qu'à ses dimensions géométriques ou angulaires. On considérera donc le coefficient de couplage σ_{12} du faisceau à la fin du triplet et on l'observera en fonction des paramètres du triplet et du faisceau à l'entrée. Par convention, on suppose que le signe du coefficient σ_{12} est négatif pour un faisceau de type convergent et positif pour un faisceau divergent (convention TRANSPORT [19]). On estime que l'approximation de lentille mince est toujours valable pour chaque quadrupôle et que l'on peut donc se reporter à la situation de la fig. (4.4).

A la sortie du triplet le coefficient de couplage σ_{12} est donné par :

$$4.4.7) \quad \boxed{\sigma_{12}(b) = R_{11}R_{21}\sigma_{11}(a) + (R_{11}R_{22} + R_{12}R_{21})\sigma_{12}(a) + R_{22}R_{12}\sigma_{22}(a)}$$

où $\sigma(b)$ indique le faisceau à la sortie du triplet, $\sigma(a)$ à l'entrée et les coefficients R sont les coefficients de la matrice de transfert du triplet exprimés pour les deux plans par (4.4.2).

Dans ce cas, il sera déterminant que la fonction $\sigma_{12}(b)$ soit décroissante en fonction du gradient appliqué. Cela implique, en effet, que si l'on augmente le gradient le faisceau devienne toujours plus convergent et qu'en conséquence la distance focale se réduise.

On peut obtenir les deux équations pour le paramètre $\sigma_{12}(b)$ en substituant les (4.4.2) dans (4.4.7). On obtient:

$$4.4.8) \quad \boxed{\begin{aligned} \sigma_{12}(b)_H &= -\frac{2L}{f^2}\left(1 - \frac{L}{f}\right)\left(1 - \frac{2L^2}{f^2}\right)\sigma_{11}(a) + \left(\left(1 - \frac{2L^2}{f^2}\right)^2 - \frac{4L^2}{f^2}\left(1 - \frac{L^2}{f^2}\right)\right)\sigma_{12}(a) \\ \Rightarrow &+ 2L\left(1 - \frac{2L^2}{f^2}\right)\left(1 + \frac{L}{f}\right)\sigma_{22}(a) \\ \sigma_{12}(b)_V &= -\frac{2L}{f^2}\left(1 + \frac{L}{f}\right)\left(1 - \frac{2L^2}{f^2}\right)\sigma_{11}(a) + \left(\left(1 - \frac{2L^2}{f^2}\right)^2 - \frac{4L^2}{f^2}\left(1 - \frac{L^2}{f^2}\right)\right)\sigma_{12}(a) \\ \Rightarrow &+ 2L\left(1 - \frac{2L^2}{f^2}\right)\left(1 - \frac{L}{f}\right)\sigma_{22}(a) \end{aligned}}$$

Si la distance entre les quadrupôles est fixée, ces expressions sont fonction de quatre variables: la distance focale des quadrupôles et les trois paramètres de la matrice du faisceau. Afin d'examiner les variations de σ_{12} en fonction de la focale, on a tracé dans les figures (4.5 a, b) les courbes en fonction du gradient imposé à chaque quadrupôle. Dans ce cas les paramètres du faisceau à l'entrée du triplet sont ceux qui sont caractéristiques des simulations utilisées pour le cas TTF [1].

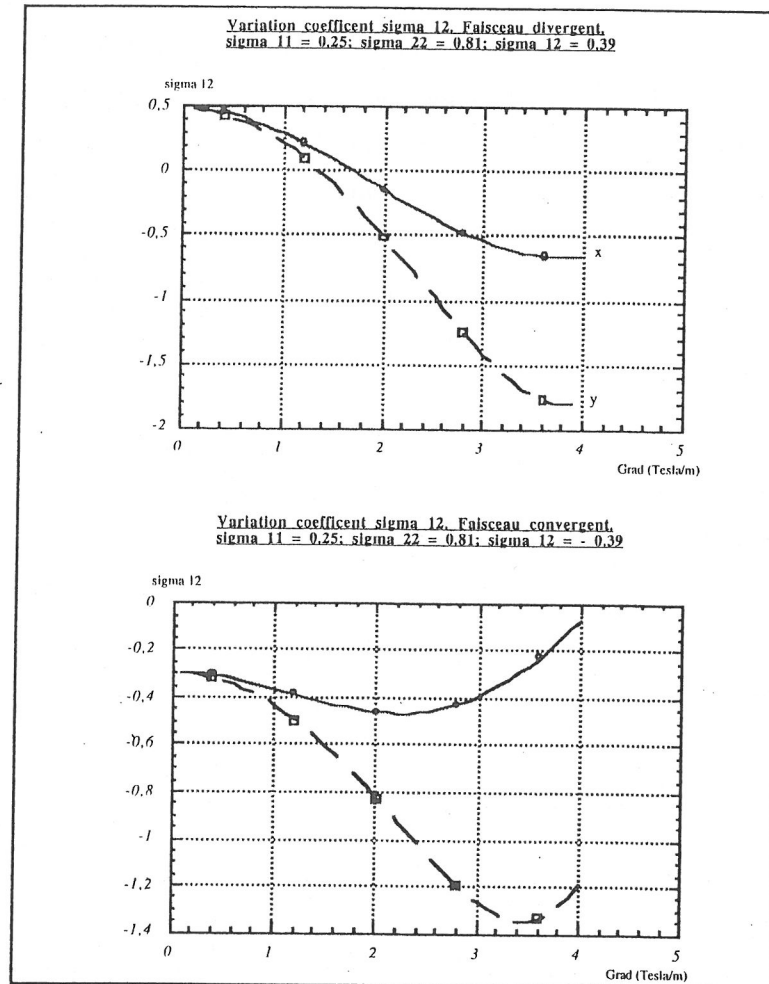


Fig 4.5

On remarque donc tout de suite que dans le cas où le faisceau à l'entrée du triplet serait convergent, le domaine d'application du modèle lentille mince se réduirait. Déjà à 2 Tesla / m environ, en effet, la concavité de la courbe s'inverse, sa dérivée étant positive. Or, 2 Tesla / m est une valeur qui peut être atteinte dans les quadrupôles du triplet qu'on utilise pour la mesure d'émittance à TTF.

Sur la fig. (4.5 b) on remarque que la situation s'améliore sensiblement lorsque le faisceau à l'entrée du triplet est divergent. On peut donc conclure que les limites du domaine d'applicabilité du modèle lentille mince dépendent fortement des caractéristiques du faisceau à l'entrée du triplet.

En réalité, si l'on voulait être plus rigoureux, afin de définir la limite d'application de la forme parabolique on devrait également examiner la concavité de la courbe théorique, c'est-à-dire le comportement de la dérivée de premier ordre ou bien le signe de la dérivée de deuxième ordre.

Cela comporterait une limite encore plus étroite pour l'applicabilité de l'approximation parabolique.

Pour cette raison, dans ce cas, on a étudié également les dérivées. Sur les fig (4.6 a,b) on peut voir que le changement de concavité de la dérivée de premier ordre, c'est à dire le changement de signe de celle du deuxième ordre, peut se produire pour des valeurs de 1.2 T / m (cas faisceau convergent - plan H).

On a donc une forte limitation ultérieure au domaine d'application du modèle "lentille mince".

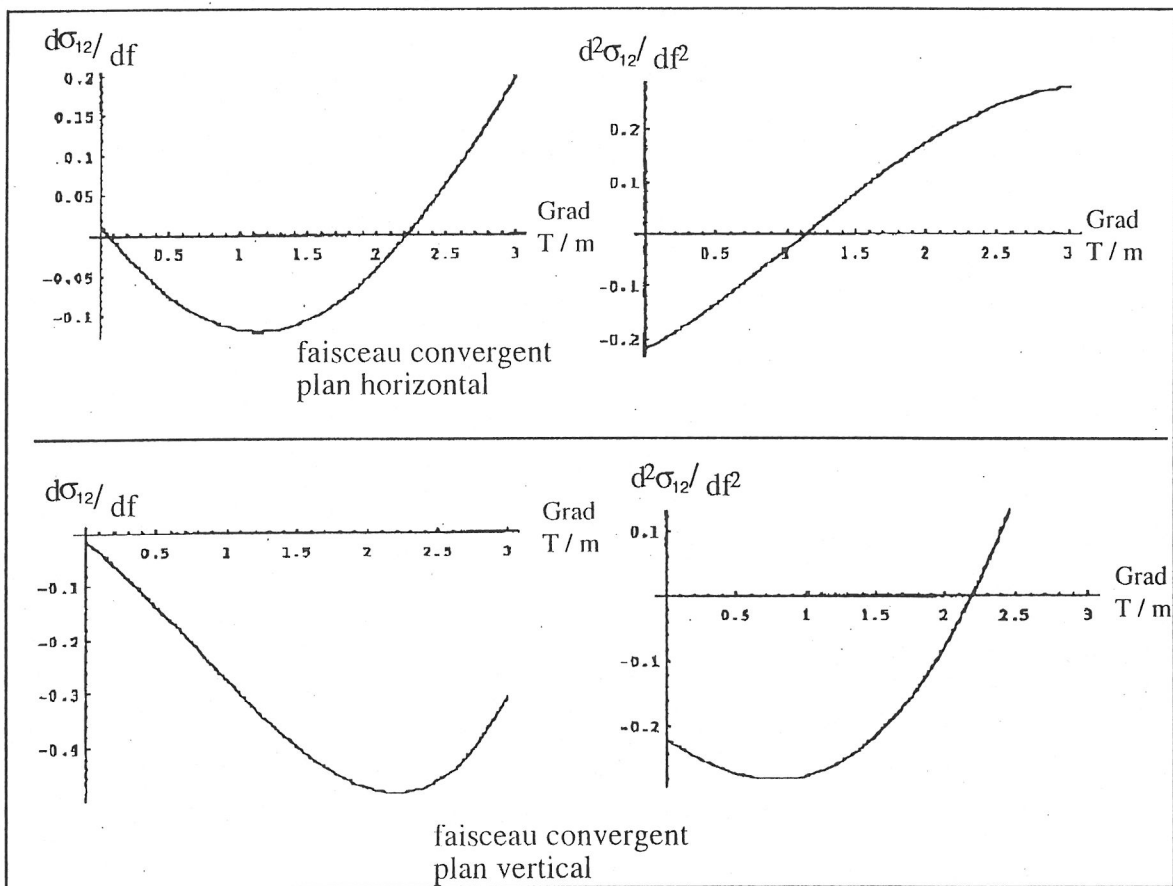


fig 4.6 a -

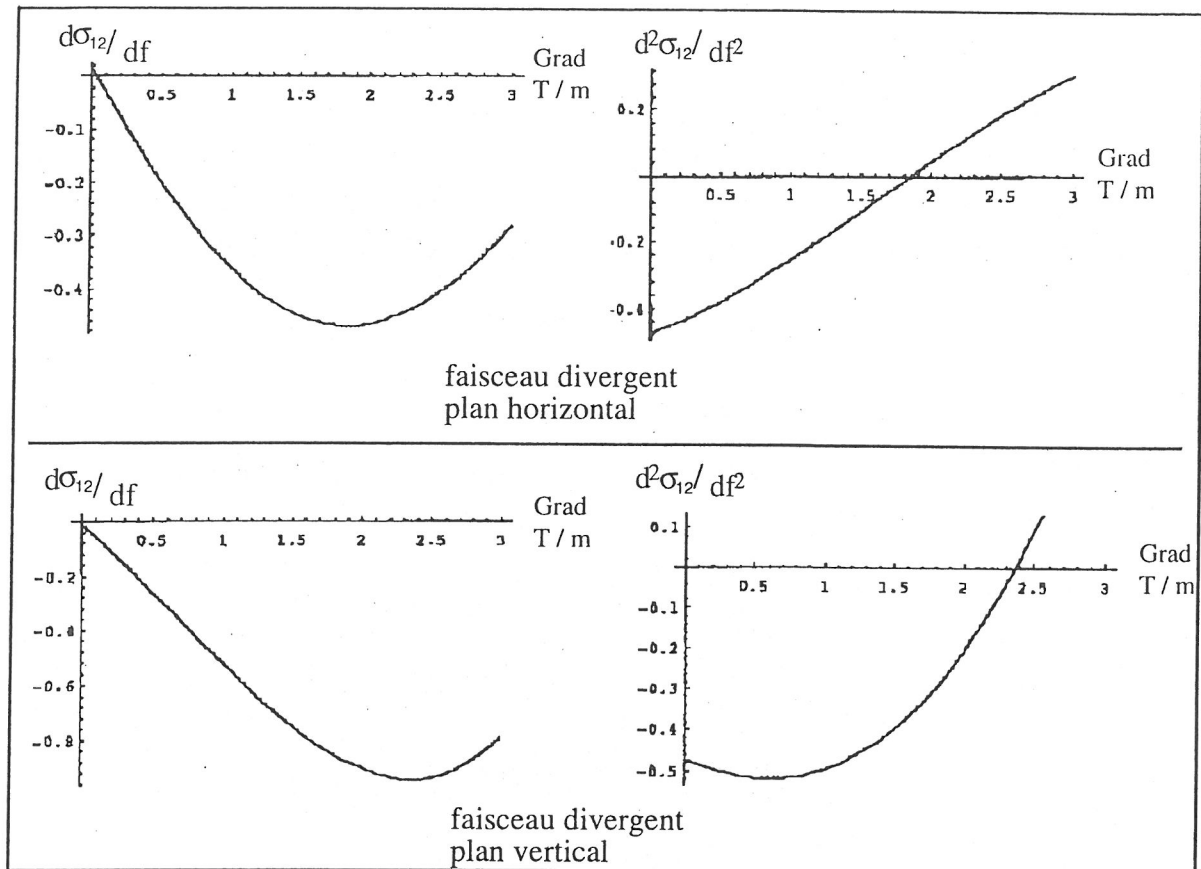


fig 4.6 b -

Sur la figure (4.7) on représente le résultat du même type de calcul effectué pour la fig (4.5) en imposant, toutefois, l'émittance mesurée à posteriori dans l'injecteur TTF. On constate que la situation est presque identique à celle rencontré lorsqu'on a considéré l'émittance obtenue au moyen des simulations numériques.

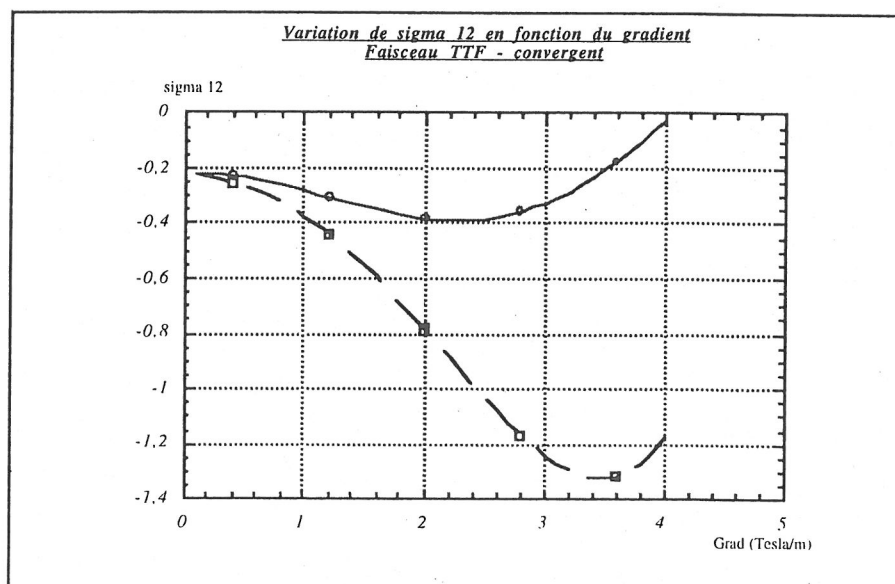


fig 4.7- la courbe du haut indique le plan x et celle du bas, y

Afin d'analyser l'influence que peut avoir la structure géométrique du triplet, on a fait varier la distance entre les quadrupôles tout en gardant les paramètres théoriques du faisceau. Sur la fig. (4.8) on peut voir que le domaine d'applicabilité du modèle lentille mince se réduit au cas du faisceau convergent pour des distances plus grandes entre les Q-pôles.

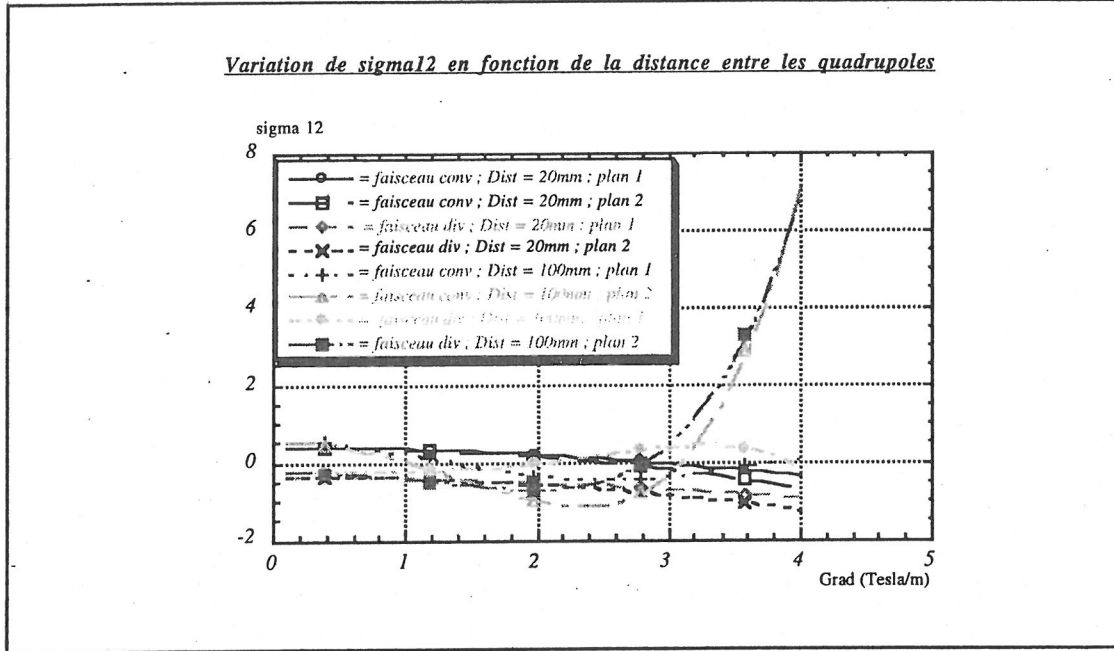


fig 4.8 -

En outre, il faut toujours se souvenir que, dans les calculs effectués, on a utilisé l'approximation de lentille mince pour chaque quadrupôle. Un calcul exact qui tient compte de l'épaisseur du quadrupôle ne peut que réduire davantage le domaine d'applicabilité. En effet, dans (4.3.12) on voit qu' en dehors de l'approximation de lentille mince, la force du Q - pôle est liée à la distance focale, non plus par une dépendance hyperbolique, mais par la fonction périodique $\sin l\sqrt{k}$.

D'autres simulations sont exposées au § 4.6 qui est consacré au calcul. Sur la fig.(4.11) on a utilisé le code TRANSPORT pour la simulation de la mesure d'émittance en faisant varier les gradients dans le triplet et en considérant les profils du faisceau correspondants obtenus sur le plan du radiateur RTO. On remarque que, pour les cas 7.9 et 10 MeV, la mesure de l'émittance dans un des deux plans suit un comportement parabolique jusqu'à un domaine compris entre 1.7 et 1.8 Tesla / m. Une autre simulation de la mesure d'émittance a été exécutée au moyen d'une version du code PARMELA [29] (fig 4.19). Le faisceau à l'entrée du triplet a été évalué à partir

d'une simulation sur tout l'injecteur TTF [30] et est illustré dans les deux plans de phases transverses sur la fig.(4.13). Sur les fig.(4.17) et (4.18) on a illustré la mesure d'émittance dans l'espace de phases. On peut voir l'évolution du faisceau pour les différentes valeurs du triplet. Sur les fig. (4.15) et (4.16) on calcule les profils R.M.S et à 90% de l'intensité le long de la ligne utilisée pour la mesure d'émittance. La Fig.(4.19) montre les profils en fonction du gradient dans ces cas. On peut alors voir que, pour un faisceau à l'entrée avec ces caractéristiques, l'application du modèle lentille mince serait encore possible.

On peut donc conclure que, dans le champ d'application de la mesure TTF, le domaine d'applicabilité du modèle lentille mince est trop dépendant des caractéristiques du faisceau et des gradients imposés pour pouvoir l'employer sans crainte de faire d'importantes erreurs dans l'application de l'ajustement parabolique.

Voilà la raison pour laquelle on a choisi un autre type d'ajustement.

4.5) La mesure de l'émittance transverse - L'analyse statistique - La méthode pour la détermination des paramètres de la matrice du faisceau

En nous basant sur les points déjà développés plus haut, nous avons décidé d'utiliser la méthode des moindres carrés au moyen des paramètres R de la matrice du triplet. Etudions donc le type d'ajustement appliqué dans le cas de l'émittance à TTF et à son analyse statistique. On a choisi de mesurer trois types d'émittances: l'émittance à 50% et à 90% de l'intensité et l'émittance FWHM. Elles correspondent respectivement à :

- 1) l'émittance mesurée en considérant 50% des particules à l'intérieur de l'ellipse;
- 2) l'émittance mesurée en considérant 90% des particules à l'intérieur de l'ellipse;
- 3) l'emmittance mesurée en considérant les particules comprises dans la section du faisceau correspondant à la mi - hauteur du profil.

De plus, on a considéré non seulement l'émittance totale, mais aussi celle correspondant aux largeurs des profils obtenus au barycentre de la section du faisceau. Cela a été fait dans les deux plans transverses étant donné que l'acquisition optique du profil du faisceau a permis de mesurer simultanément le profil du faisceau dans les coordonnées transverses x et y. On a vu précédemment (4.2.12) qu' en théorie il suffirait de trois mesures dans chaque plan pour déterminer l'émittance. En réalité, afin d'éviter des

erreurs importantes, il convient d'effectuer plusieurs mesures pour procéder, par la suite, à la détermination des paramètres de l'ellipse au moyen d'une opération d'ajustement. En vue d'augmenter la statistique, on a décidé de faire varier onze fois les valeurs du gradient dans les quadrupôles. Naturellement cela ne permet pas d'avoir un vaste échantillon de mesures, mais il faut tenir compte du fait que la mesure de l'émittance sur TTF est une mesure en temps réel. On peut donc diviser l'analyse effectuée pour la mesure d'émittance en deux phases principales [31] :

- 1) la statistique sur les mesures du faisceau à gradient fixé;
- 2) le modèle appliqué aux mesures effectuées en faisant varier la valeur du gradient afin d'obtenir les trois paramètres de la matrice du faisceau.

4.5.1) L'analyse des mesures de profil du faisceau

On a vu qu'afin d'effectuer une mesure d'émittance, on a fait varier onze fois la valeur du gradient appliqué aux quadrupôles. Pour chacune de ces valeurs on a effectué dix acquisitions du profil du faisceau pour avoir une statistique sur la valeur de chaque mesure. Considérons maintenant l'analyse effectuée sur les dix mesures acquises à gradient constant. Pour chaque on a une image du faisceau dans le plan image à partir de laquelle on peut obtenir le profil horizontal et le profil vertical de celui-ci. Pour chaque profil enregistré on a calculé les largeurs à 50% et à 90% de l'intensité et la largeur FWHM. Cela a été fait pour les deux cas distincts :

- 1) prenant le profil intégré du faisceau projeté dans les deux plans.
- 2) considérant le profil du faisceau correspondant aux plans horizontal et vertical qui coupent le centre de masse.

Dans le premier cas, on a la mesure de l'émittance d'après la définition classique, tandis que, dans le deuxième cas, on mesure l'émittance d'une section caractéristique du faisceau ϵ_s [14].

A partir donc des grandeurs X_{i50} ; X_{i90} ; X_{iFWHM} ; Y_{i50} ; Y_{i90} ; Y_{iFWHM} avec $i = 1, 10$ pour chacune de ces quantités, on a calculé la moyenne et les écarts quadratiques des largeurs mentionnées ci - dessus. Dorénavant, par brièveté de notation, on indiquera par X une grandeur quelconque de celles qui ont été précédemment évoquées. On suit donc le procédé adopté dans les différentes phases :

- 1) tout d'abord on a voulu éviter les mesures qui pouvaient présenter d'importantes erreurs dues à l'instabilité de la machine ou du canon (surtout sur l'intensité de

courant). Supposons donc que les dix mesures soient distribuées normalement, qu'elles soient équiprobables et non corrélées. Si l'on applique les relations [18] :

$$4.5.1) \quad \boxed{\begin{aligned} \bar{X} &= \frac{\sum_{i=1}^n X_i}{n} ; \\ \sigma_x &= \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}{n-1}} \end{aligned}}$$

on obtient:

$$4.5.2) \quad \boxed{\begin{aligned} {}_{dix}\bar{X} &= \frac{\sum_{i=1}^{10} X_i}{10} \\ {}_{dix}\sigma_x &= \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{10} (X_i - \bar{X})^2}{9}} \end{aligned}}$$

où par l'indice dix on entend la mesure effectuée en considérant toutes les dix acquisitions. De façon arbitraire on a décidé d'exclure les valeurs supérieures à trois fois l'erreur quadratique moyenne, c'est-à-dire:

$$4.5.3) \quad \boxed{|X_i - \bar{X}| > 3 {}_{dix}\sigma \quad |Y_i - \bar{Y}| > 3 {}_{dix}\sigma}$$

Cela revient à éliminer les mesures qui ont une probabilité inférieure à 0.2% [18]⁸:

2) On considère maintenant les n mesures restantes et on calcule la moyenne et l'erreur correspondante. Puis on doit insérer dans les mesures la contribution à l'erreur systématique donnée par la résolution du système optique utilisé. Si on a mesuré la résolution Ris avec une précision α on aura:

$$4.5.4) \quad \boxed{\begin{aligned} \bar{X}_v &= \sqrt{\bar{X}^2 - Ris^2} ; \\ \eta_{xv} &= \sqrt{\eta_x^2 + \alpha^2} \end{aligned}}$$

⁸ Dans le programme d'analyse il y a, bien évidemment, la possibilité de modifier les limites choisies à une quantité multiple entière de sigma.

où par le sous - indice v on indique la mesure où l'erreur systématique a été corrigée. On a aussi vu que dans le cas du modèle parabolique, il est possible de corriger l'émittance de l'erreur systématique [25] au moyen de (4.3.6).

En résumé, on a donc, comme résultat de l'analyse statistique sur les dix profils du faisceau acquis pour une valeur constante du gradient, la valeur moyenne calculée à 50%, 90% de l'intensité et FWHM et la valeur de l'erreur statistique associée. Elles sont corrigées de l'erreur systématique donnée par la résolution de la mesure.

4.5.2) L'ajustement pour déterminer l'émittance transverse

Les résultats obtenus pour chaque valeur du gradient sont donc modifiés pour être substitués dans le système de onze équations à trois inconnues du type⁹:

$$4.5.5) \quad \begin{cases} \sigma_{11un}(b) = R_{11un}^2 \sigma_{11}(a) + 2R_{11un} R_{12un} \sigma_{12}(a) + R_{12un}^2 \sigma_{22}(a) \\ \sigma_{11deux}(b) = R_{11deux}^2 \sigma_{11}(a) + 2R_{11deux} R_{12deux} \sigma_{12}(a) + R_{12deux}^2 \sigma_{22}(a) \\ \sigma_{11onze}(b) = R_{11onze}^2 \sigma_{11}(a) + 2R_{11onze} R_{12onze} \sigma_{12}(a) + R_{12onze}^2 \sigma_{22}(a) \end{cases}$$

où les suffixes 1/ 2 / ... / 11 du coefficient R indiquent les mesures effectuées pour les différentes valeurs du triplet. Les termes $\sigma_{11}(b)$ sont en relation avec les largeurs mesurées (voir fig.4.3), en représentant les grandeurs $(X/2)^2$, où X représente, tout comme avant, la largeur totale générique du profil X_v , Y_v pour les cas 50%, 90% et FWHM. On peut calculer les erreurs, dans le cas de mesures non corrélées, au moyen de la loi de propagation des erreurs. Dans le cas d'une fonction de la variable mesurée $f(X_k)$ on a:

$$4.5.6) \quad \eta_f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial X_k} \right)^2_{X=\bar{X}}} \eta^2$$

Dans le cas $f = (X/2)^2$ on a :

$$4.5.7) \quad \eta_{f(X)} = \frac{X}{2} \eta$$

⁹ Il faut faire attention à ne pas confondre le paramètre sigma de la matrice du faisceau avec la variance de la mesure. On a gardé cette notation pour respecter la convention utilisée sur TRANSPORT [7].

On enverra, donc, au programme d'ajustement le fichier de données qui, pour chaque valeur du triplet, introduit les grandeurs:

$$4.5.8) \quad \left(\frac{\bar{X}_v}{2} \right)^2 \quad \eta_{xvf}^2 = \left(\frac{\bar{X}_v \eta_{xv}}{2} \right)^2$$

Celui-ci est donc un système linéaire par rapport aux trois variables $\sigma_{11}(a)$, $\sigma_{12}(a)$, $\sigma_{22}(a)$. Le système de résolution utilisé est celui des moindres carrés [18] dans le cas de mesures indirectes. Dans notre cas, on a un système à onze équations (les mesures effectuées correspondant aux variations du gradient dans le triplet) et trois inconnues (les paramètres de la matrice du faisceau). Il peut être exprimé au moyen de la notation matricielle:

$$4.5.9) \quad \sigma_{11}(b) - R_{ij} \sigma(a) = \eta$$

où

$$4.5.10) \quad \sigma_{11}(b) = \begin{bmatrix} \text{un} \sigma_{11}(b) \\ \vdots \\ \text{onze} \sigma_{11}(b) \end{bmatrix} ; \quad \eta = \begin{bmatrix} \text{un} \eta_{11}(b) \\ \vdots \\ \text{onze} \eta_{11}(b) \end{bmatrix} ;$$

sont les vecteurs qui représentent les résultats des onze mesures $\epsilon_{12}(b)$ avec leurs erreurs $\eta_{11}(b)$ et

$$4.5.11) \quad \begin{bmatrix} R_{11un}^2 & 2R_{11un} R_{12un} & R_{12un}^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ R_{11onze}^2 & 2R_{11onze} R_{12onze} & R_{12onze}^2 \end{bmatrix}$$

est la matrice de transfert constituée à partir des coefficients R_{ij} avec $i=1, 3$; $j=1, 11$. Les coefficients de la matrice R ont été calculés de manière exacte au moyen du code de calcul TRANSPORT. Un programme extrait donc les coefficients de la matrice R et les

transforme dans ceux de la matrice (4.5.11) pour qu'ils soient insérés dans le programme. Si l'on suppose que les erreurs sont distribuées normalement, l'ajustement est effectué en minimisant la fonction

$$4.5.12) \quad M = \sum_{j=1}^n \frac{(\sigma_{II}(b) - R\sigma_j(a))^2}{\eta_j^2}$$

La fonction M suit une distribution χ^2 avec $n - j$ degrés de liberté (dans notre cas $11 - 3 = 8$ degrés de liberté) et donc la fonction M est souvent nommée χ^2 . Il est possible de démontrer [18] que le nombre $n - i$ représente l'espérance de la fonction M. Cela permet également d'effectuer un test statistique sur la validité du modèle. En effet, une fois qu'on a choisi un niveau significatif α , on peut comparer la valeur du χ^2 avec le fractile $\chi^2_{1-\alpha}$ pour $n - i$ degrés de liberté. On peut donc écarter le résultat si [18]:

$$4.5.13) \quad M > \chi^2_{1-\alpha}(r - i)$$

Les causes du rejet du résultat doivent être recherchées dans le modèle théorique proposé (donc dans le calcul des paramètres de la matrice de transfert) ou bien dans les valeurs données en première approximation dans la résolution du système (dans notre cas, elle est introduite directement dans les fichiers d'entrée de MINUIT).

La minimisation de la fonction M a été effectuée au moyen du code MINUIT [32]. Un programme a été élaboré pour lire les résultats et les élaborer en vue de fournir l'émittance, l'erreur sur la détermination de l'émittance, les paramètres de la matrice du faisceau et ceux de TWISS, la matrice de covariance.

4.6) Les simulations pour la mesure d'émittance

Après avoir analysé, du point de vue théorique, certains aspects de la mesure d'émittance, on a voulu approfondir le sujet en exécutant des simulations effectuées au moyen des deux codes TRANSPORT [19] et PARMELA [29]. En annexe 3 on illustre les principales caractéristiques de ces deux codes. On a donc souhaité, non seulement observer le comportement du faisceau, mais aussi valider le modèle choisi d'après les considérations théoriques du paragraphe précédent.

Dans la pratique, le travail de simulation s'est développé sur deux programmes: TRANSPORT pour étudier exclusivement le comportement du faisceau dans la section de mesure; PARMELA pour évaluer les caractéristiques du faisceau lui même dans tout

l'injecteur en prêtant une attention particulière au faisceau à l'entrée de la ligne de mesure (c'est-à-dire là où l'émittance mesurée est déterminée).

Les données d'entrée ont été variées d'après les paramètres imposés dans la phase de réglage de l'injecteur. Les simulations ont donc été influencées par de nombreux changements définis par des phases différentes: la première où le faisceau d'entrée a été défini par la simulation qui figure dans [1]¹⁰, la seconde par les dernières variations apportées à PARMELA dans les simulations de l'injecteur [30].

4.6.1) Les résultats

De nombreuses simulations ont été effectuées à l'aide des deux codes. C'est pour cette raison qu' on se bornera ici à en exposer quelques unes qui nous ont semblé particulièrement significatives. Il convient de rappeler, en effet, que le calcul effectué avait essentiellement deux buts :

- 1) fournir une simulation numérique qui puisse être comparée aux mesures effectuées et qui donne une description des caractéristiques dynamiques du faisceau dans l'injecteur TTF;
- 2) valider le rejet du modèle parabolique en faveur de la méthode des moindres carrés au moyen des coefficients de la matrice R illustrée au § 4.5.

Les résultats des simulations sont illustrés dans les pages suivantes au moyen de graphiques qui en résument la signification. Ici on se contentera de commenter, figure par figure, les résultats des simulations. Sur la fig. (4. 9), on donne le résultat de la simulation de la mesure d'émittance effectuée à l'aide de TRANSPORT.

¹⁰ Dans cette simulation on a calculé les grandeurs R.M.S. En réalité notre analyse ne prévoit pas ce cas-là, puisque on a décidé de mesurer l'émittance FWHM, 50% et 90% de l'intensité. Toutefois, dans le cas de distribution normale, le comportement à 90% et celui à 4 R.M.S. sont comparables en très bonne approximation. De plus, les simulations effectuées sont également visées à déterminer le modèle à appliquer. Dans ce cas, les considérations qui ont été faites sont valables pour n'importe quelle valeur considérée.

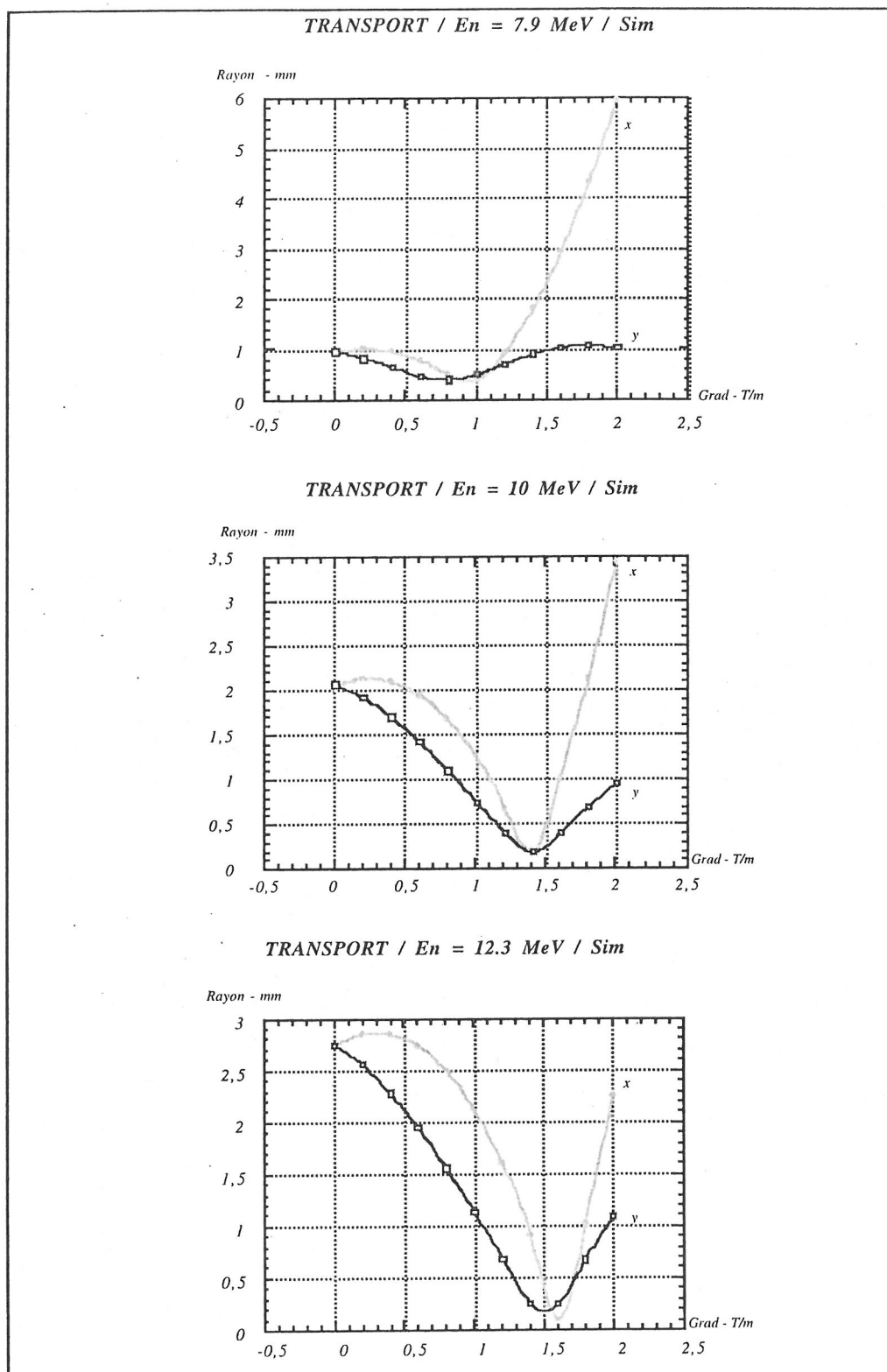


fig 4.9 -

La simulation a été effectuée pour trois valeurs différentes de l'énergie: 7.9, 10 et 12.3 MeV. Les valeurs R.M.S. d'entrée correspondant aux énergies respectives sont celles qui ont été fournies par [1]. Sur la fig. (4.10) on montre les trois ellipses à la sortie de la cavité de capture.

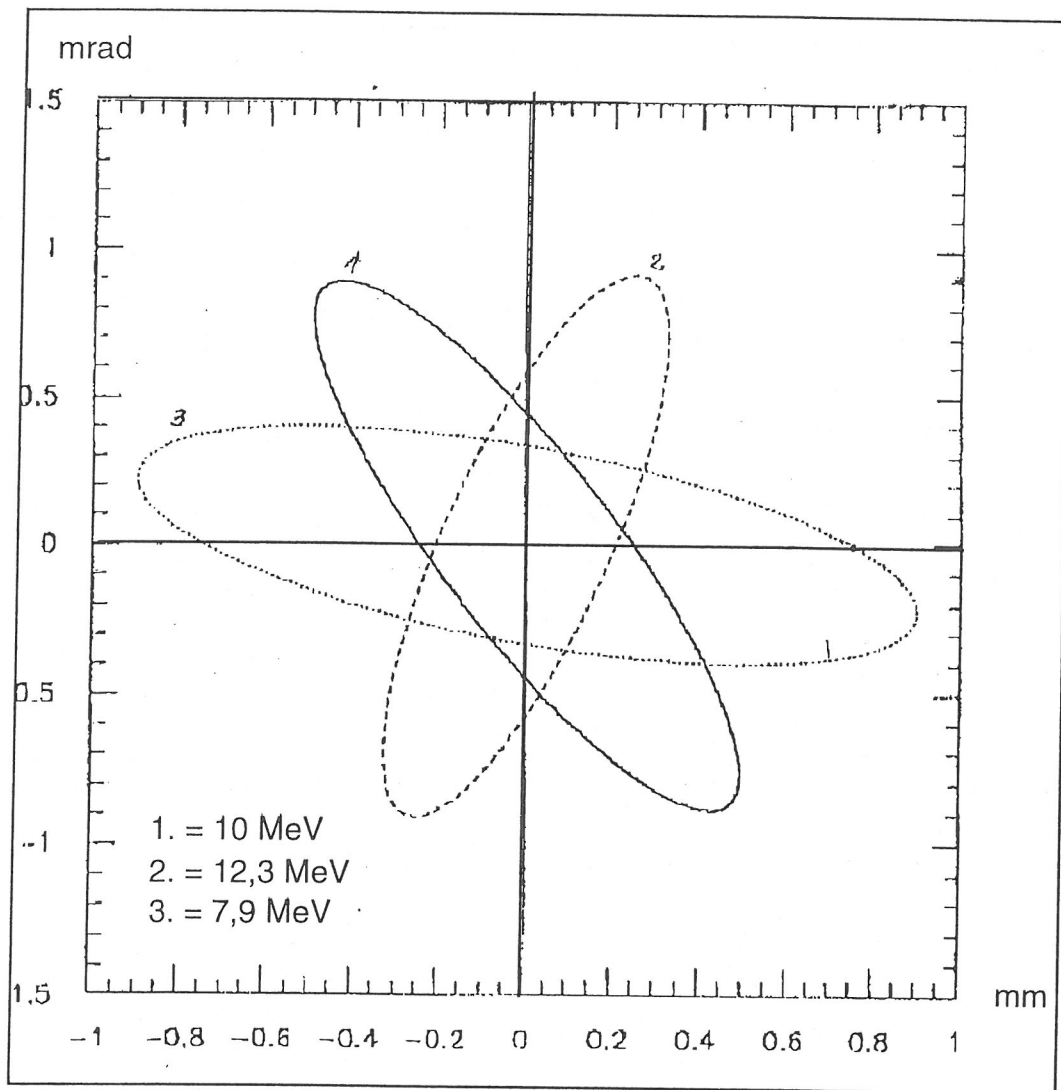


fig 4.10 -

La ligne simulée emploie les valeurs des longueurs magnétiques mesurées de chaque quadrupôle. A partir de cette première simulation on peut essentiellement tirer trois conclusions :

- 1) il existe une asymétrie importante entre le plan vertical et le plan horizontal. Elle est plus prononcée pour des énergies faibles où la focalisation de chaque quadrupôle est plus importante et donc le faisceau plus influencé par la différence de focalisation entre différents plans.
- 2) Le modèle parabolique est difficilement applicable aux deux plans si l'on veut utiliser tout le domaine des gradients pour la mesure. En dehors de l'effet déjà prévu pour des valeurs élevées du champ (valeur de - 1.8 T/m pour 7.9 MeV), on remarque que,

même dans la zone à faible gradient, le comportement est inversé par rapport au modèle parabolique. Cela est évident surtout dans le plan horizontal.

3) La focalisation sur le radiateur RTO est atteinte dans les deux plans, seulement dans le cas de l'énergie égale à 10 MeV. Dans les autres cas, la focalisation simultanée doit donc être effectuée en variant les champs entre les quadrupôles externes et le quadrupôle central.

Sur la fig. (4.11) on a essentiellement voulu souligner l'influence des caractéristiques du faisceau d'entrée sur la mesure d'émittance et donc sur le choix du modèle.

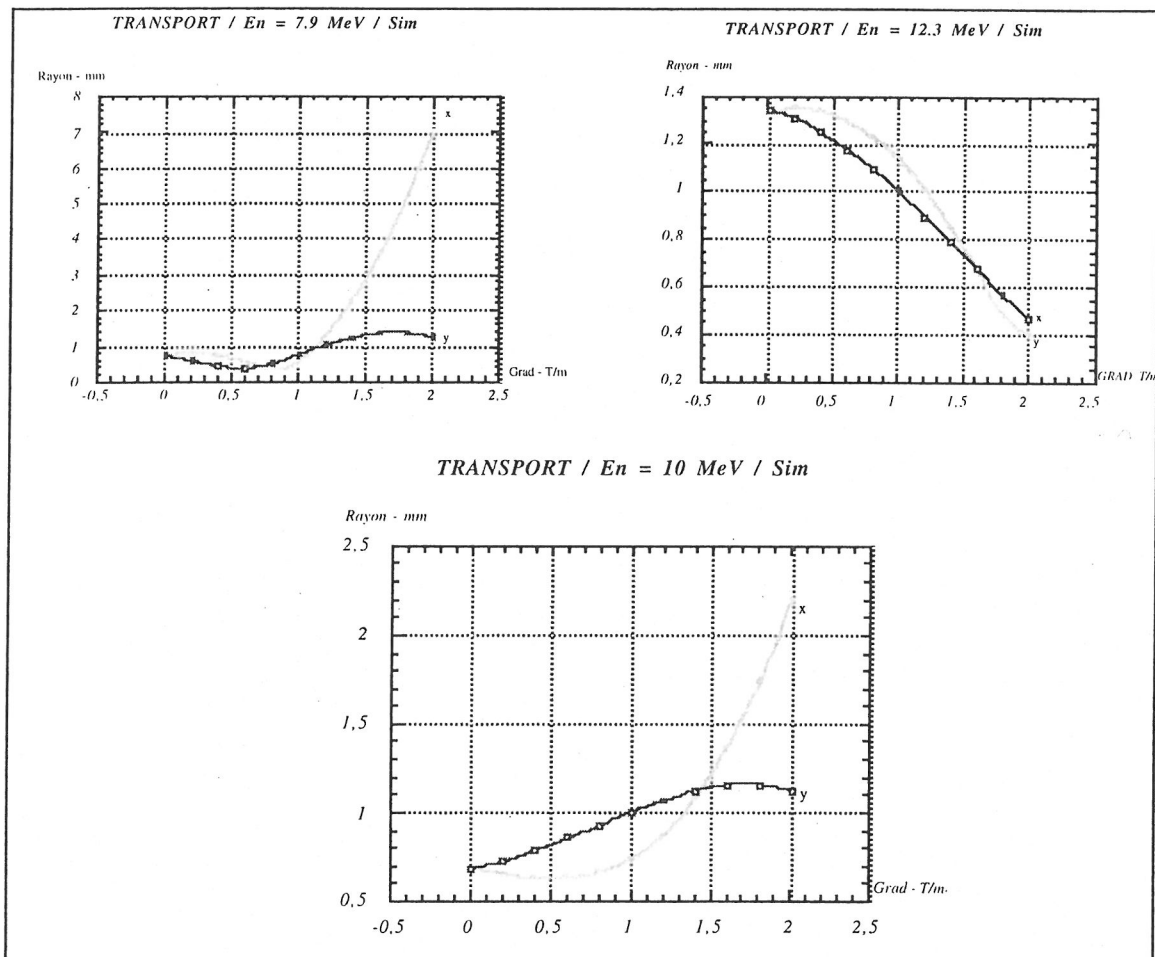


fig 4.11 -

A cette fin, on a imposé à l'entrée du triplet les mêmes faisceaux que ceux obtenus à la sortie de la cavité de capture dans le cas précédent (voir fig. (4.10)). L'émittance est donc la même; la seule différence est que dans le cas précédent les ellipses parcouraient une longueur de glissement avant d'entrer dans le triplet. L'influence sur le modèle parabolique est évidente: on voit que, tant pour 7.9 que pour 10 MeV, le maximum de la courbe est atteint pour les valeurs près de 1.7 T/m. Cela valide définitivement le rejet

de l'approximation de lentille mince pour la mesure, étant donné que le domaine de celle-ci est évidemment (dans nos conditions) une fonction des caractéristiques du faisceau à l'entrée du triplet.

L'enveloppe spatiale dans le plan horizontal en fonction de la coordonnée longitudinale obtenue à l'aide de PARMELA est présentée sur la fig. (4.12).

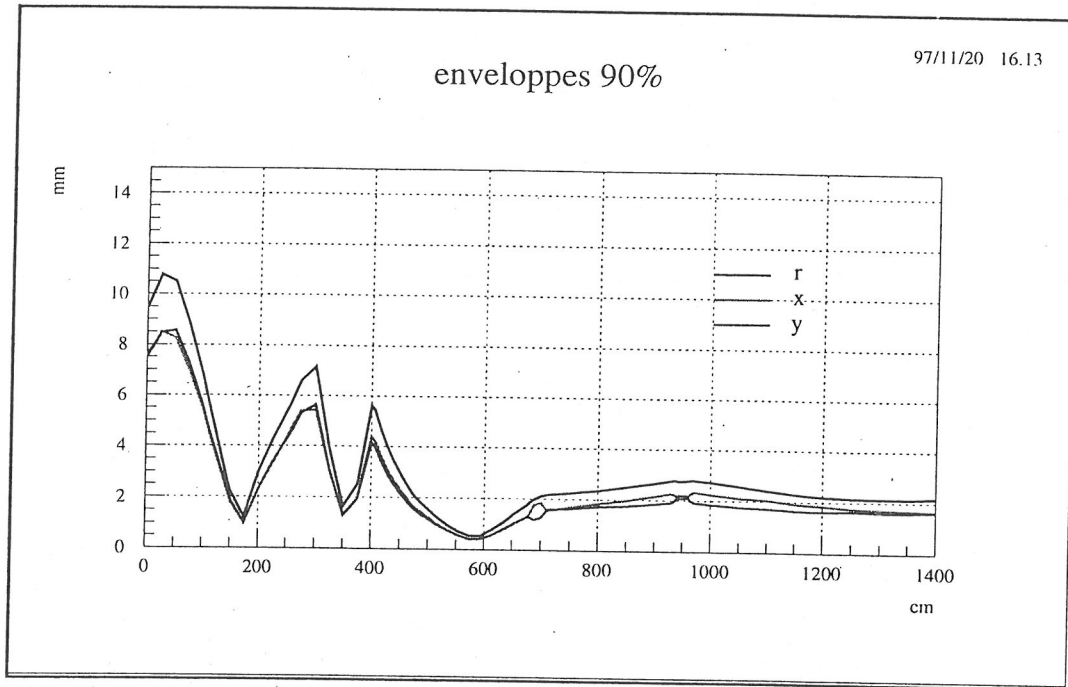


fig 4.12 -

On peut donc suivre le comportement du faisceau tout le long de l'injecteur.

Sur la fig. (4.13) on montre dans l'espace de phases le faisceau à l'entrée du triplet selon le résultat reporté sur la figure (4.12). Sur la fig (4.14) on a représenté le même faisceau sur le radiateur RTO en perspective tri - dimensionnelle.

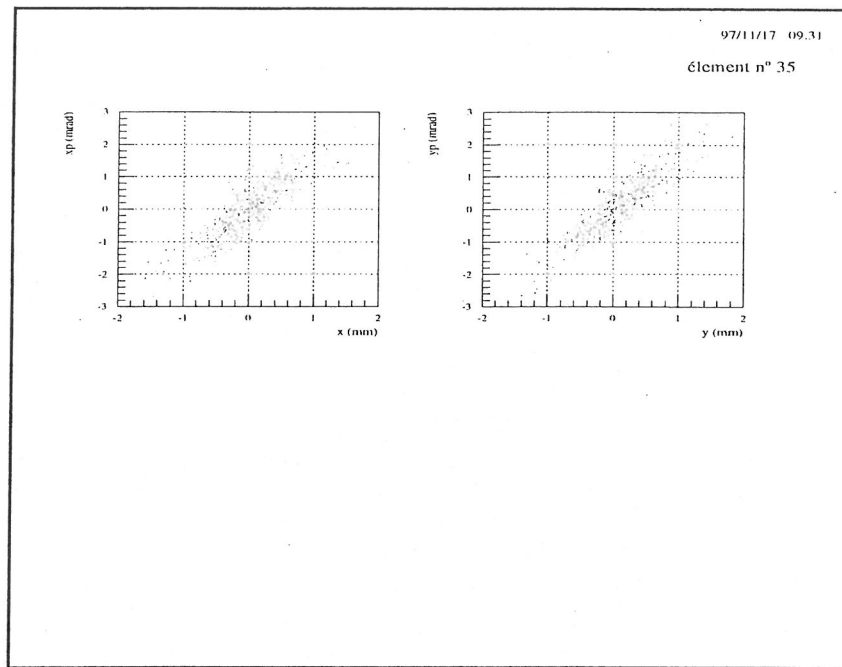


fig 4.13

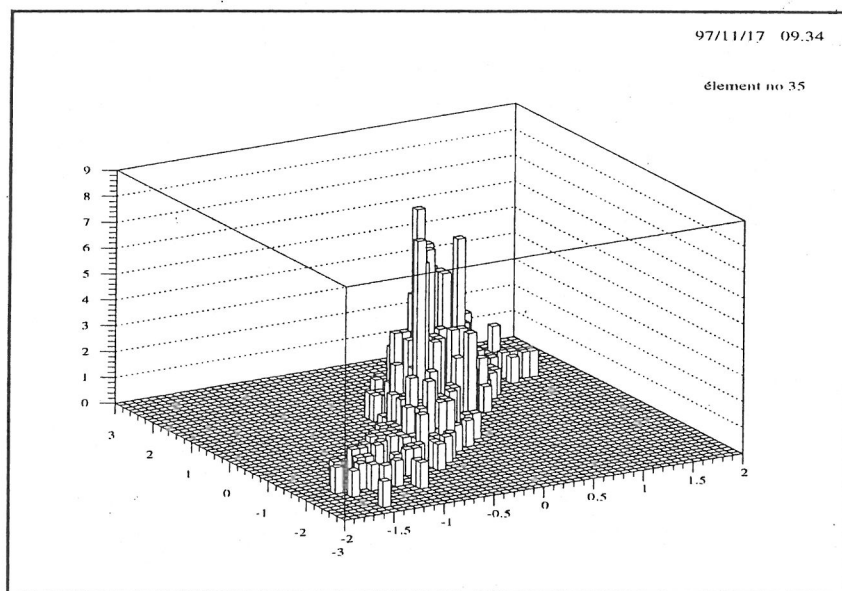


fig 4.14

Les simulations de la mesure d'émittance avec un faisceau d'entrée identique à celui de la fig.(4.13) pour le cas R.M.S. et 90% de l'intensité sont illustrées sur les figures (4.15), (4.16), (4.17) et (4.18) .

gradients de 0 à 200 G/cm par pas de 20 G/cm

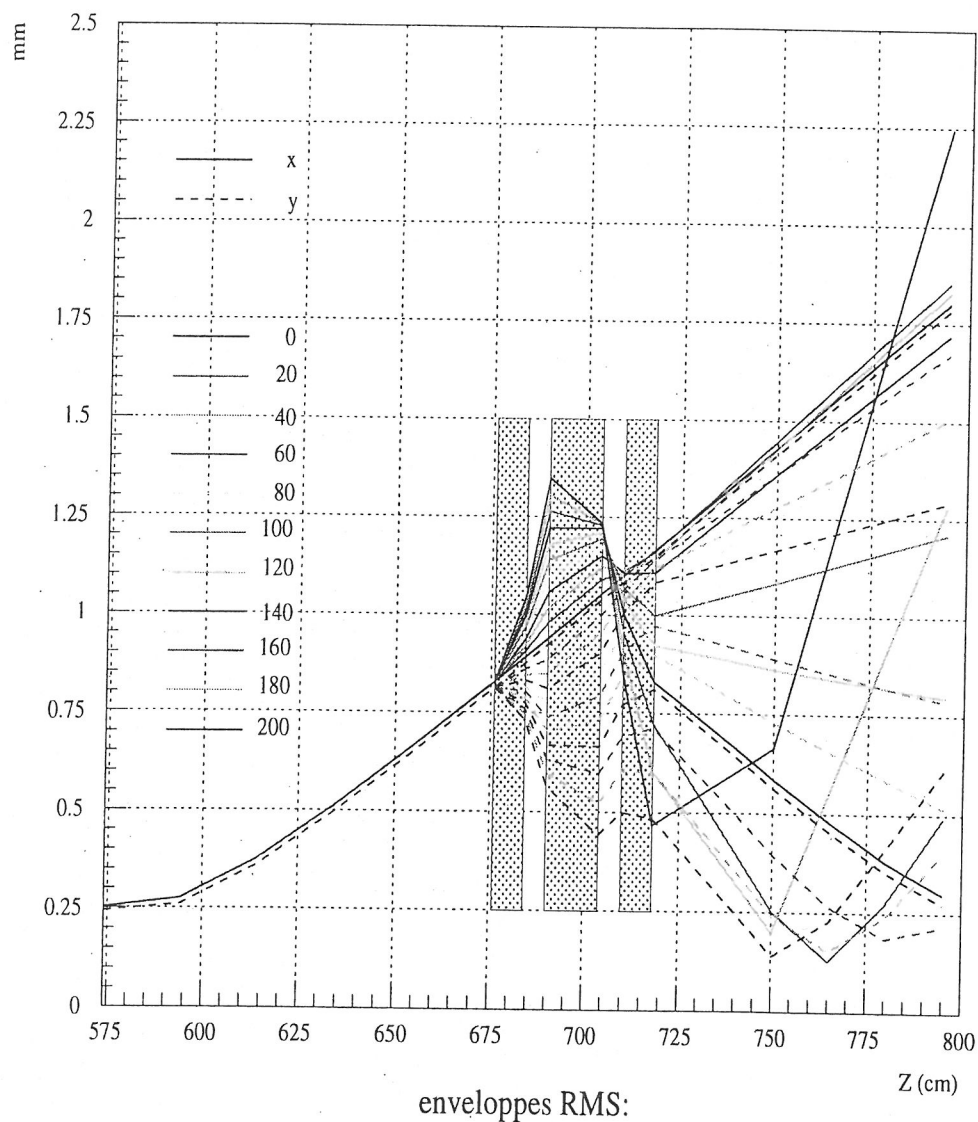


fig 4.15

Sur les fig (4. 15) et (4.16) les enveloppes géométriques pour les deux plans transverses dans la ligne sont indiquées tout le long de la ligne qui part de la sortie de la cavité de capture, continue dans le triplet et se termine sur le radiateur RTO.

gradients de 0 à 200 G/cm par pas de 20 G/cm

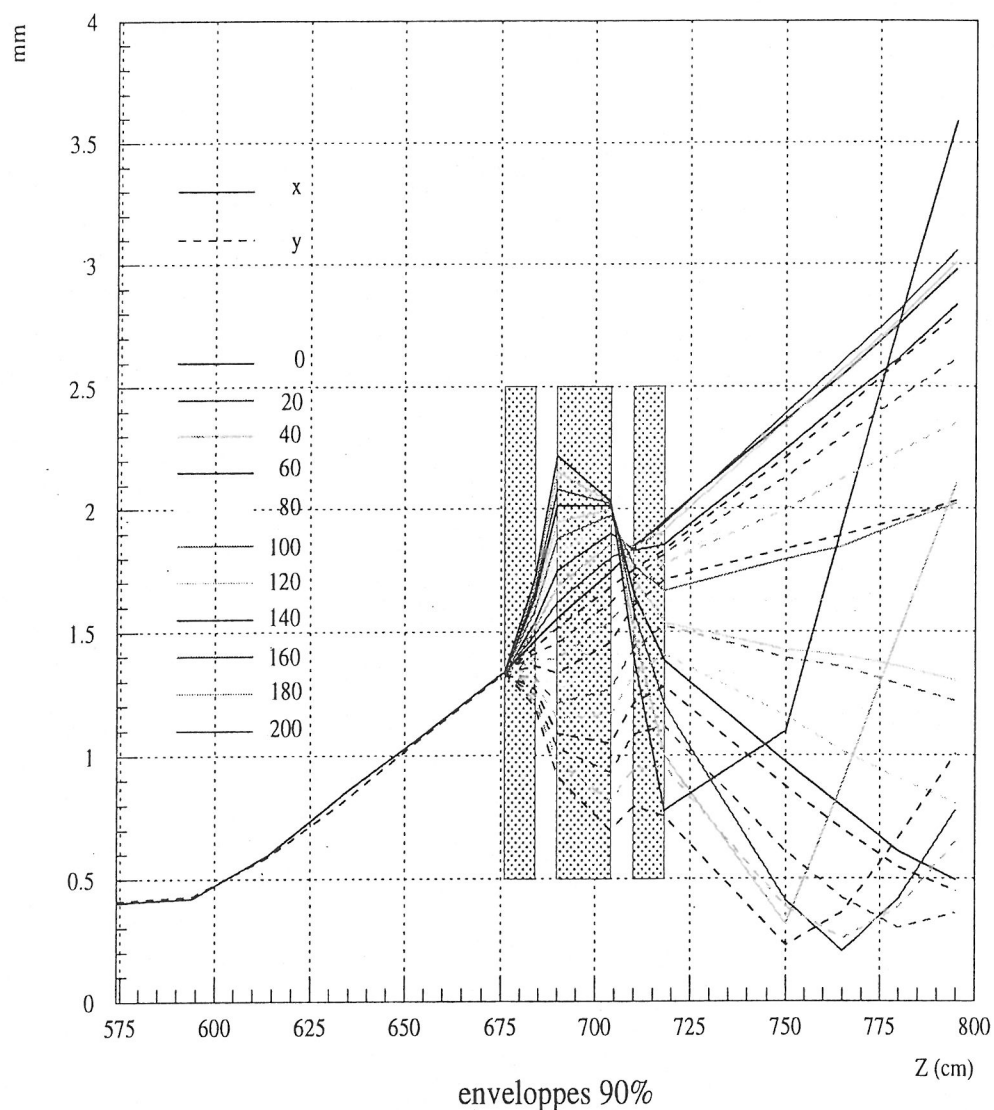


fig 4.16

Une représentation très efficace de la mesure est fournie dans fig.(4.17) et (4.18) où les ellipses représentant le faisceau dans l'espace de phases sont illustrées dans la position correspondant au radiateur RTO. Il est immédiat de remarquer que le faisceau est proche du waist pour une valeur du gradient de 1.5 T/m environ (sur la figure les valeurs sont exprimées en G/cm).

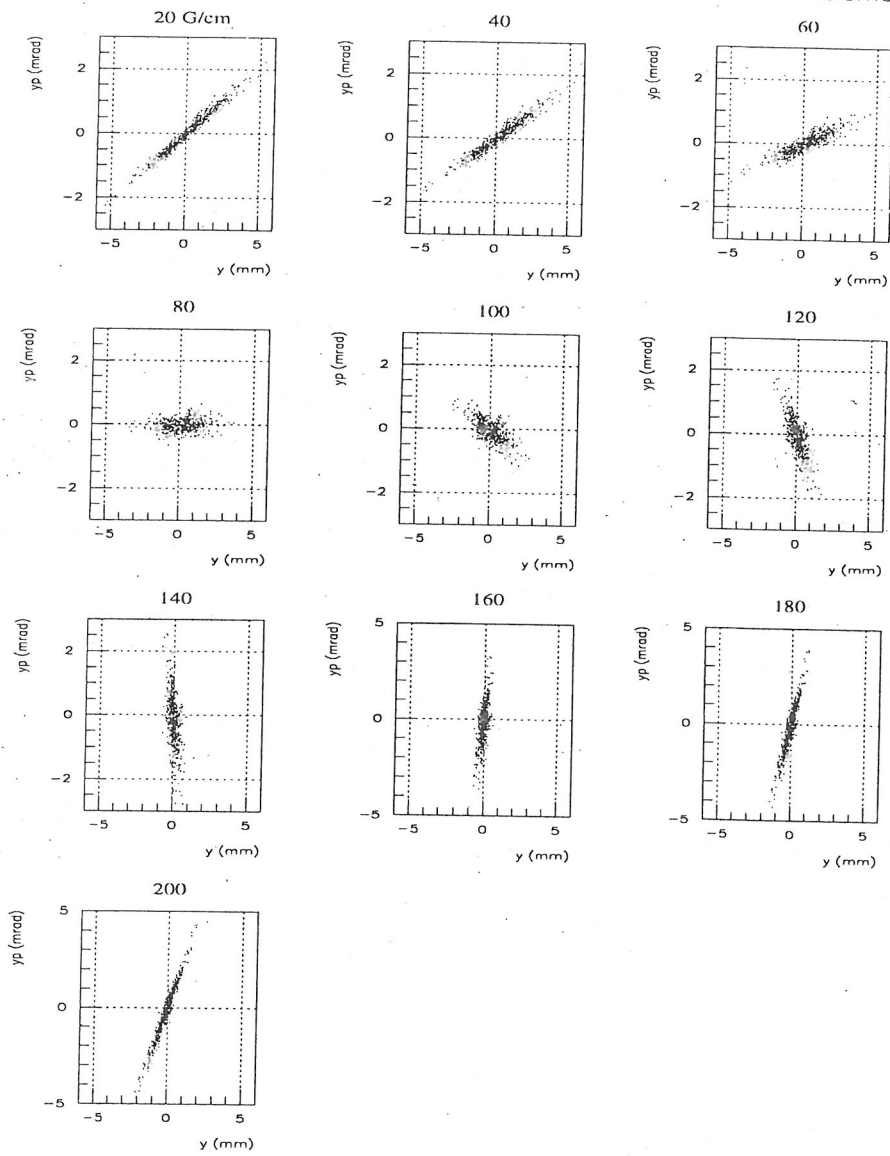


fig 4.17 -

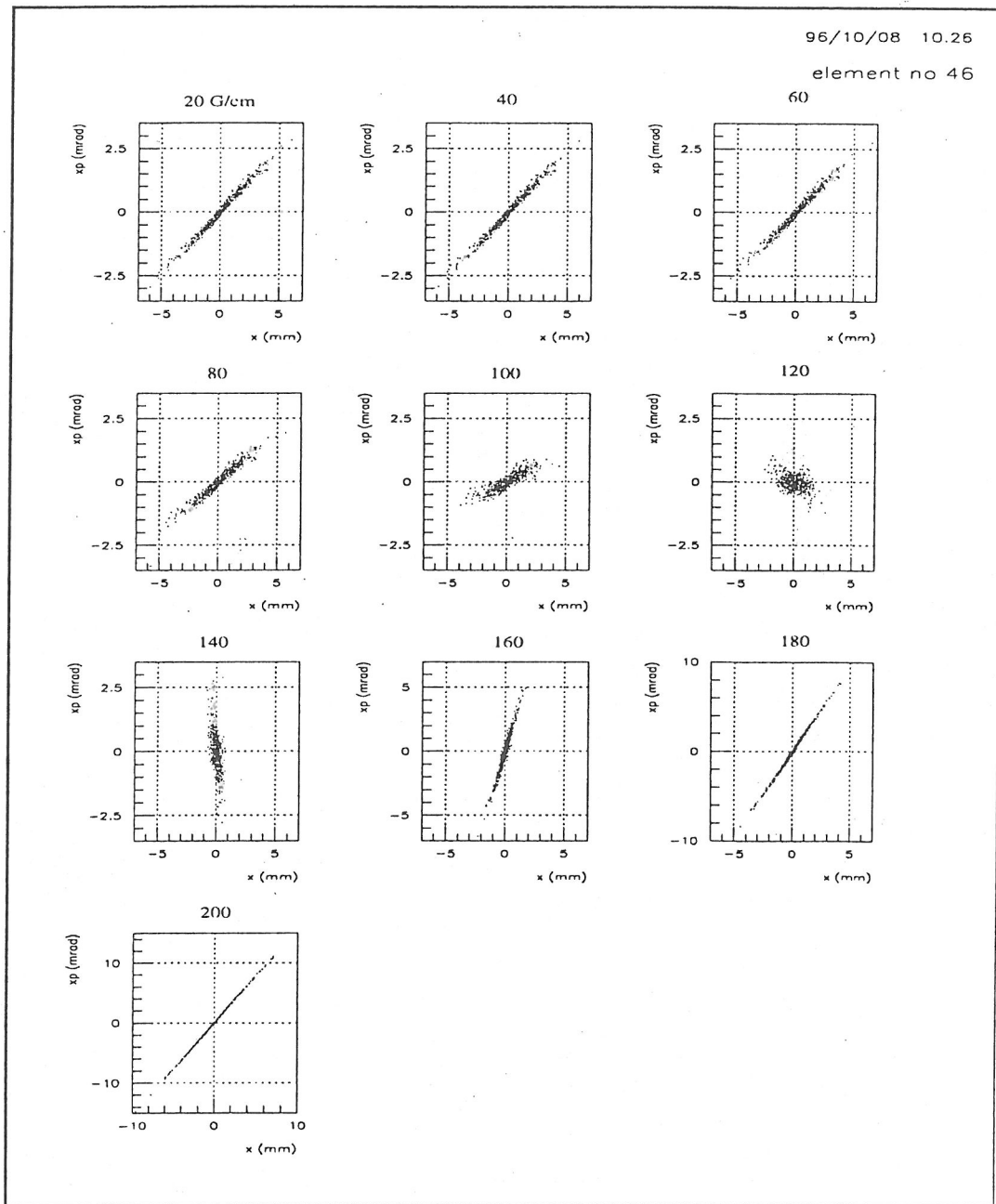


fig 4.18

Sur la fig. (4.19) on a représenté les variations théoriques du rayon en fonction du gradient obtenues à l'aide de PARMELA, dans les cas R.M.S. et 90%.

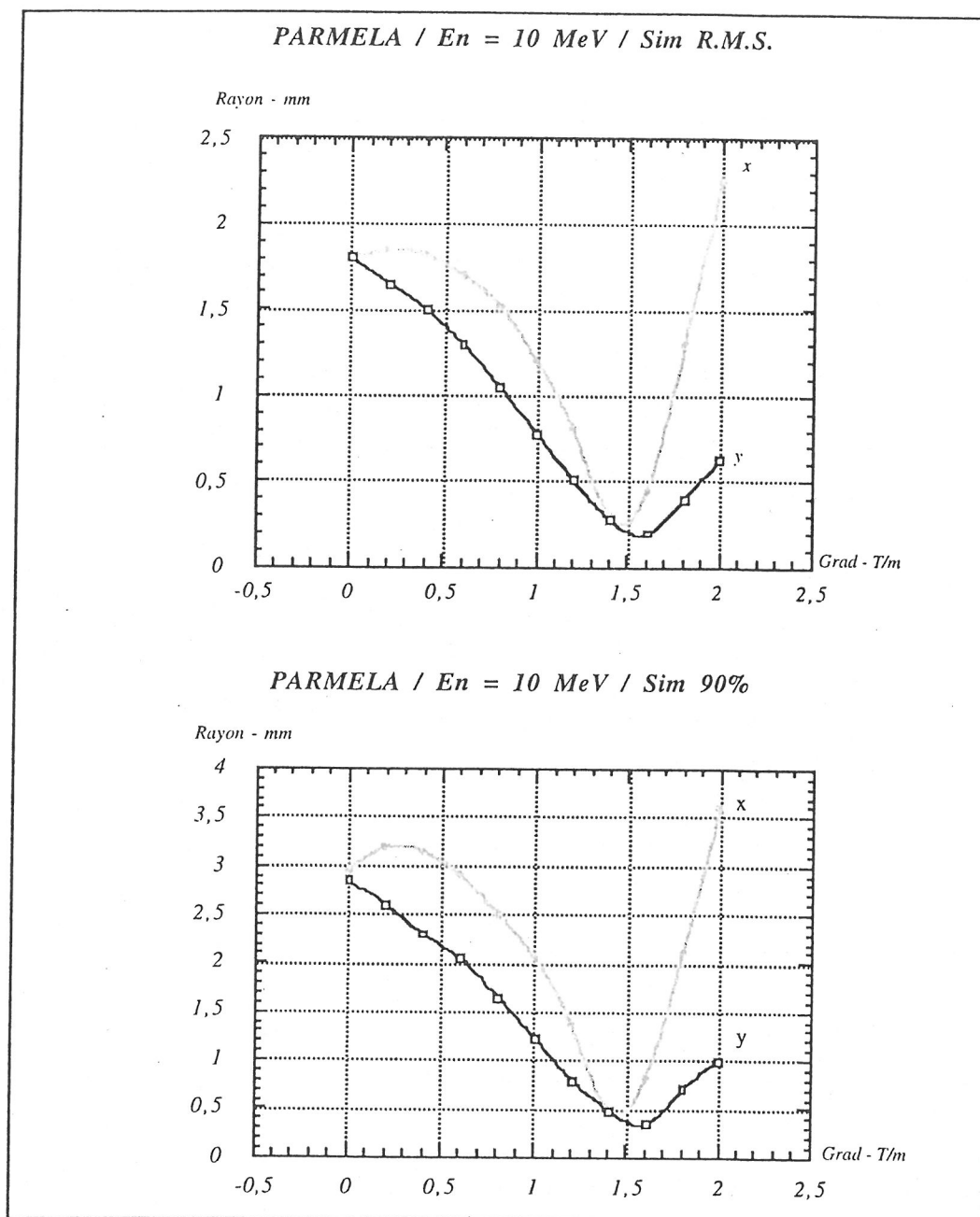


fig 4.19 -

On peut constater qu'il existe une différence avec les valeurs de la simulation reportées sur la fig.(4.9). Le comportement est presque identique, mais la simulation PARMELA fournit des dimensions du faisceau plus réduites. Cela, bien évidemment, est dû aux différents types de faisceau imposés à l'entrée du triplet.

Sur la fig.(4.20), on a reporté la mesure d'émittance simulée à l'aide de PARMELA dans les différentes cas : faisceau à l'entrée convergent, divergent ou dans un waist.

extension en X et Y selon gradient dans triplet no 1

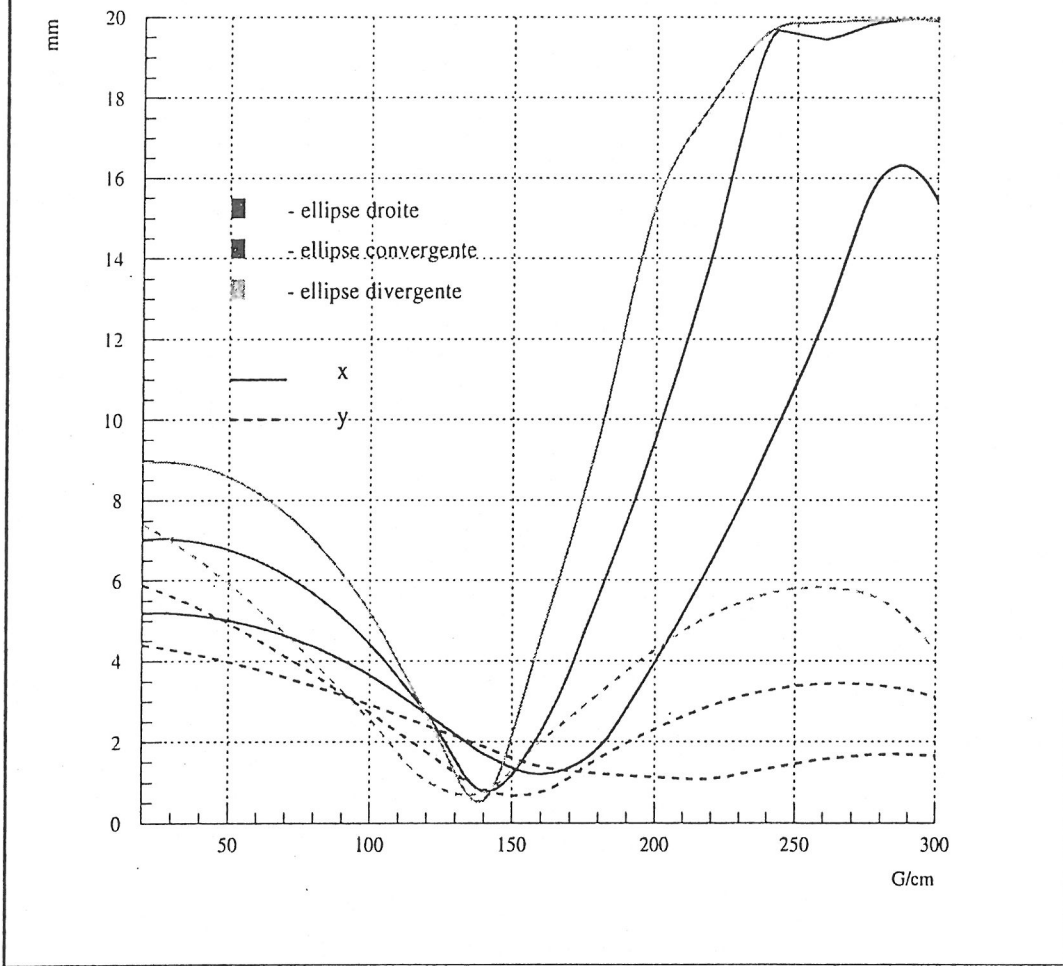


fig 4.20

A partir de cette série de simulations, on peut tirer les conclusions suivantes :

- 1) en ce qui concerne la focalisation du faisceau, l'asymétrie entre le plan horizontal et le plan vertical est remarquable. On devrait également en tenir compte lorsqu'on effectue les mesures, ici le grandissement de la chaîne optique doit être établi en considérant la dimension maximale que l'on peut atteindre dans les deux plans.
- 2) On s'attend à être proche du waist, pour des valeurs égales dans les Q-pôles externes et internes, uniquement dans le cas 10 MeV. Pour d'autres valeurs de l'énergie, il faut varier indépendamment les gradients des Q-pôles.
- 3) Pour ce qui est du modèle de lentille mince, on peut décidément le rejeter. La limite est une fonction des caractéristiques du faisceau à l'entrée du triplet et, dans quelques cas, elle atteint des valeurs possibles du gradient dans le cas TTF. De plus, pour de faibles valeurs du triplet, on a une zone où le comportement du faisceau ne suit pas la réduction de la focale.

CHAPITRE 5

L'analyse de l'optique associée aux mesures

Dans le chapitre précédent on a vu qu'il est possible d'effectuer la mesure d'émittance au moyen de plusieurs mesures de profil du faisceau. De plus, on a mentionné que, dans notre cas, l'acquisition de l'image du faisceau a été faite en utilisant l'émission de rayonnement de transition dans le domaine optique. Les mesures effectuées sont donc acquises au moyen de l'instrumentation optique: une caméra CCD intensifiée dans le cas de la mesure de l'émittance transverse et une caméra à balayage de fente pour ce qui est de la mesure de longueur du paquet. Une série d'études sur les procédés optiques aussi bien que sur les réalisations de lignes pour le transfert de la lumière du radiateur RTO à l'instrumentation a donc été effectuée.

Pour l'analyse des mesures de profil il a été nécessaire de définir la qualité de l'image obtenue, de façon à évaluer la résolution du système optique utilisé.

En ce qui concerne la longueur du paquet, on a réalisé une ligne optique pour le transfert de la lumière du radiateur RTO jusqu'à l'extérieur du tunnel de protection à cause de la grande sensibilité de la caméra à balayage de fente.

Dans ce chapitre on souhaite tout d'abord présenter les phénomènes de dégradation de l'image dits aberrations pour exposer par la suite l'analyse théorique du problème de la qualité de l'image et de la définition de la résolution. On examinera donc les mesures effectuées sur la table optique afin de déterminer la résolution de l'image dans le cas de la mesure de l'émittance transverse. Puis on précisera l'étude faite pour la réalisation du chemin optique concernant la mesure de longueur du paquet servant à la détermination de l'émittance longitudinale. Par la suite, on abordera de façon théorique le problème de l'allongement du paquet dû à la dispersion de phase et de groupe de la lumière qui franchit les éléments dans le chemin optique. On conclura, alors, par la description de l'instrumentation utilisée.

5.1) La dégradation de l'image - Les aberrations

En optique géométrique, si l'on opère en approximation de Gauss, c'est-à-dire avec des rayons à faible ouverture par rapport à l'axe optique (rayons paraxiaux), alors l'image

sera la reconstruction fidèle de l'objet au grossissement près [33]. Dans la réalité, l'approximation de Gauss est difficilement applicable à cause des phénomènes de dégradation de l'image par rapport à l'objet, dits aberrations. Celles-ci sont divisées en deux catégories: les aberrations monochromatiques et les aberrations chromatiques. Afin d'illustrer les premières, commençons par considérer un rayon monochromatique émis par un point objet dont un système optique fournit un point image. Dans l'espace image le rayon principal [34] émerge de la pupille de sortie sur l'axe optique et définit l'image gaussienne sur le plan image (voir fig.5.1). Dans un système réel, tout autre rayon provenant du même point objet situé en dehors de l'axe, présente un déplacement dans le plan image par rapport au rayon principal. Les déplacements dans les coordonnées du plan image sont dits aberrations transverses. Les déplacements sont définis au moyen de développements en série de polynômes du type:

$$5.1.1) \quad \Delta x' = \text{Constante} \cdot \sum f_{abc} (h')^a (\xi')^b (\chi')^c$$

(avec une équation analogue pour $\Delta y'$)

où h' représente la coordonnée du point image du rayon principal et ξ' et χ' indiquent les coordonnées du rayon marginal dans le plan de la pupille de sortie et $a, b, c = 1, 2, \dots, n$. En se reportant à la fig.(5.1), on peut se référer aux coordonnées normalisées en système polaire. On aura donc:

$$5.1.2) \quad \bar{H} = \frac{h'}{h'_{max}} \quad , \quad \xi' = r' \sin \theta \quad , \quad \chi' = r' \cos \theta$$

$$\rho = 2 \frac{r'}{D'_p}$$

où h' représente l'image maximale du rayon principal et D' est le diamètre de la pupille de sortie sur le plan image. On peut donc exprimer les polynômes (5.1.1) au moyen de:

$$5.1.3) \quad \Delta x' = K_x(\text{sys opt}) \sum c_{abc} \bar{H}^a \rho^b \cos^c \theta \sin \theta$$

$$\Delta y' = K_y(\text{sys opt}) \sum c_{abc} \bar{H}^a \rho^b \cos^c \theta \cos \theta$$

L'ordre des aberrations correspond à celui du polynôme considéré défini par les coefficients a, b, c . La symétrie des aberrations de premier ordre ($a + b = 1$) est de révolution; normalement elles indiquent une variation de la focale ou du grossissement

due soit à une erreur de fabrication de la lentille, soit à un mauvais alignement (inclinaison).

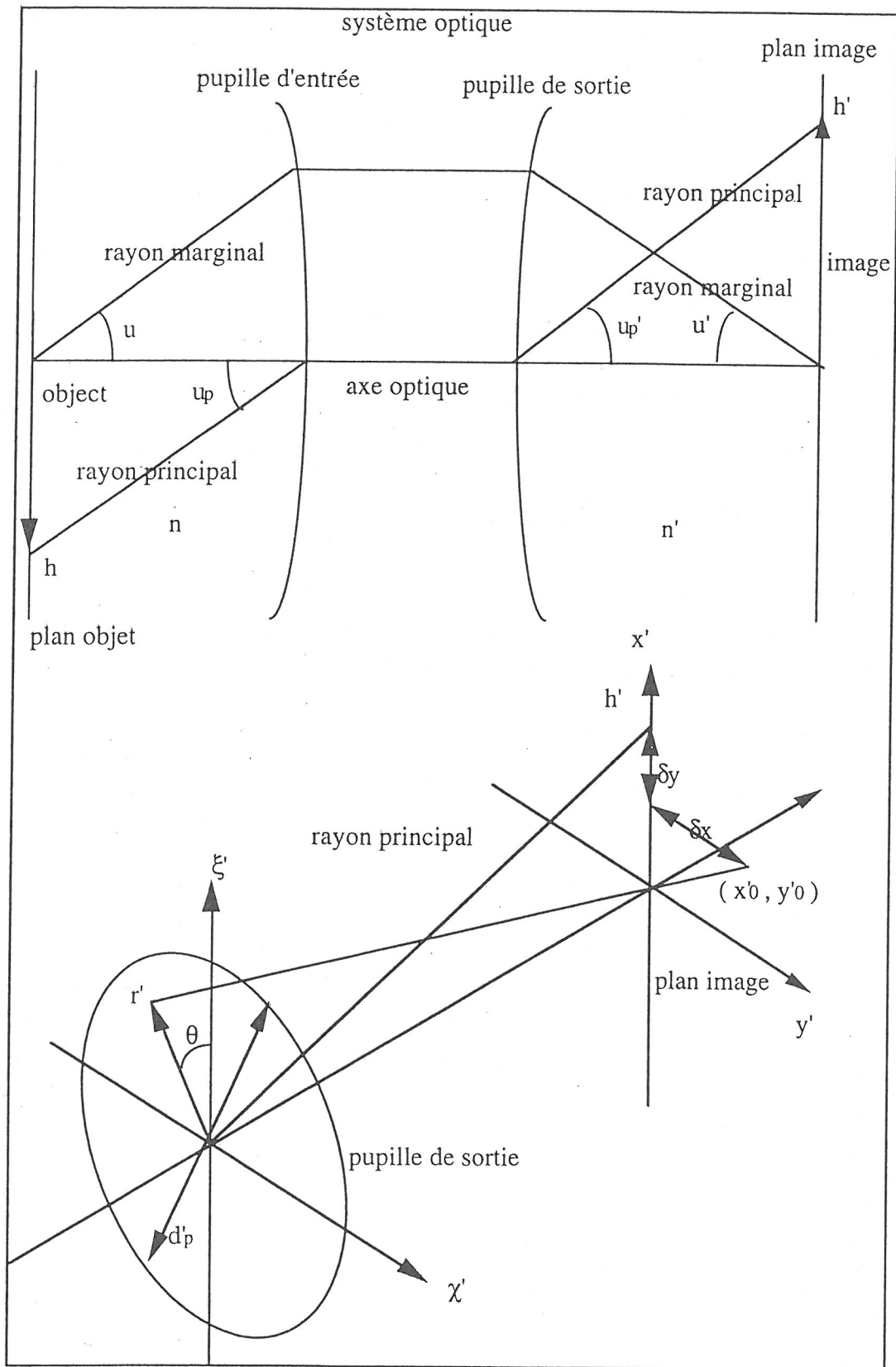


Fig 5.1

Les aberrations de troisième ordre ou de Seidel revêtent une grande importance. Seidel exprima les polynômes (5.1.1) par le moyen d'un développement qui caractérise chaque aberration. Dans la nomenclature standard on a [35]:

$$5.1.4) \quad \begin{aligned} \Delta x' &= K(sys\ opt) \left[B' \rho^3 \sin \theta + F' \rho^2 \bar{H} \sin 2\theta + (C' + \Pi') \rho \bar{H}^2 \sin \theta \right] \\ \Delta y' &= K(sys\ opt) \left[B' \rho^3 \cos \theta + F' \rho^2 \bar{H} (2 + \cos 2\theta) + \right. \\ &\quad \left. (3C' + \Pi') \rho \bar{H}^2 \cos \theta + E' \bar{H}^3 \right] \end{aligned}$$

Les aberrations transverses sont donc caractérisées par les coefficients B' , F' , C' , Π' , E' qui peuvent être calculés à partir des caractéristiques du système optique [35]. Bien que les coefficients soient calculés pour une seule longueur d'onde (d'où la dénomination d'aberrations monochromatiques), il faut se souvenir qu'ils sont fonctions des indices de réfraction des milieux considérés et, donc, de λ .

Le coefficient B' caractérise l'aberration sphérique. Physiquement elle indique le déplacement de l'image par rapport à une source objet sur l'axe optique. En d'autres termes, les rayons sortant d'un point de l'axe optique ne sont pas tous refocalisés sur l'axe dans le plan image. L'aberration sphérique varie selon la hauteur d'incidence sur la lentille par rapport à l'axe et à la distance de l'objet (voir fig.5.2 a).

Le coefficient F' définit l'astigmatisme qui est le correspondant de l'aberration sphérique lorsqu'on considère l'objet en dehors de l'axe optique. Le résultat correspond à deux plans (voir fig.5.2 b), le plan image méridional et le plan image sagittal, où la focalisation est atteinte seulement dans une dimension et donc l'image est représentée par une ligne.

Le coefficient C' représente l'aberration dite coma. Elle est due au grossissement différent dans les différentes zones de la lentille, par rapport aux rayons provenant des points objet en dehors de l'axe optique. La focale peut donc changer pour des rayons à inclinaison égale mais provenant de différents points objets. Pour un point objet sur l'axe optique, l'aberration comatique n'a pas d'effet, mais pour un point loin de l'axe le résultat est que sur le plan image apparaissent différents cercles, dits cercles comatiques (fig.5.2 c).

Le coefficient Π' détermine la courbure de champ. Elle peut être détectée dans les systèmes couvrant une grande ouverture de champ. La courbure de champ transforme le plan image en une surface courbe tangente au plan image sur le plan optique (voir fig.5.3a). E' caractérise la distorsion qui agit en modifiant les rapports entre les différents points sur le plan objet avec ceux du plan image. Sur la fig.(5.3 b) on voit

l'effet sur un objet représenté par un carré. On peut voir une variation du grossissement en fonction de la distance à l'axe.

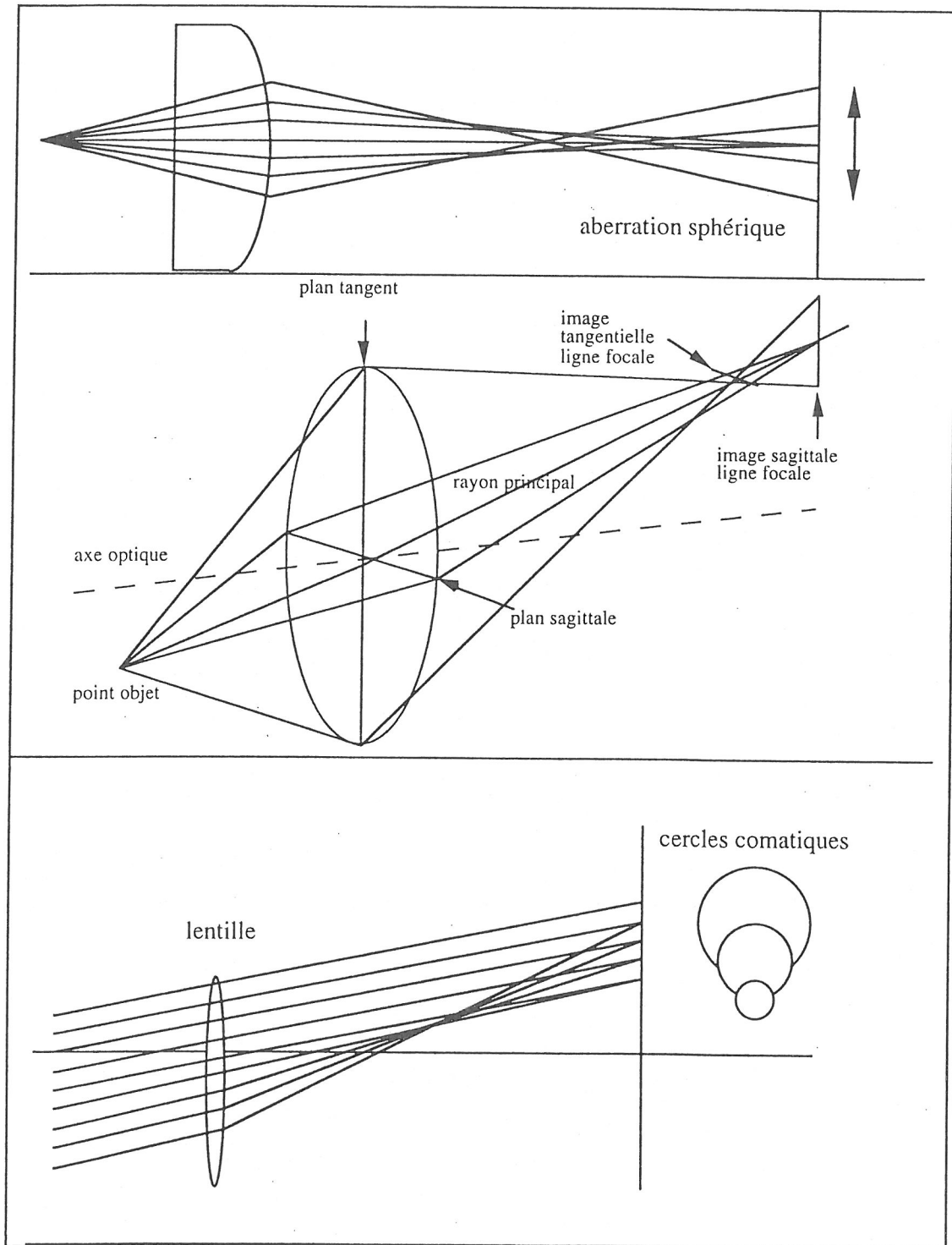


Fig 5.2 -

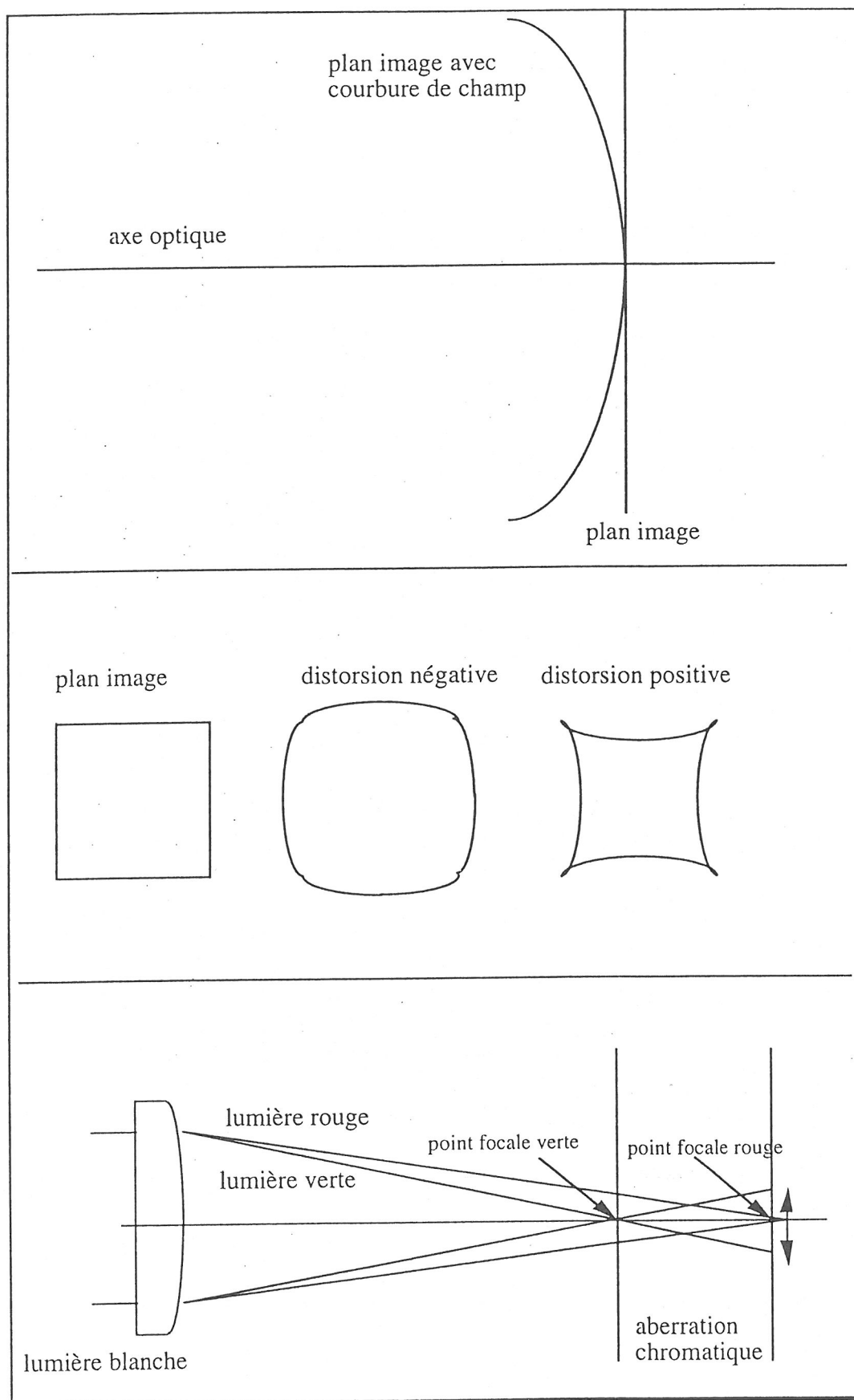


Fig 5.3 -

Sous la définition d'aberration chromatique on regroupe tous les phénomènes de dispersion de la focale dus à la variation de l'indice de réfraction du milieu des lentilles en fonction de la longueur d'onde (voir fig.5.3 c). Dans la plupart des cas, surtout dans les systèmes non corrigés par le chromatisme, l'aberration chromatique contribue de façon déterminante à la dégradation de l'image. Une évaluation approchée du déplacement relatif de la focale par rapport à différentes longueurs d'onde est donnée par l'inverse de la valeur d'Abbe [36]:

$$5.1.5) \quad V = \frac{n_l - 1}{n_3 - n_2} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{V} = \frac{\Delta f}{f}$$

où n_3 et n_2 indiquent les indices de réfraction de la lentille mince aux limites de la bande spectrale et n_l l'indice de la longueur d'onde de travail.

5.2) La qualité de l'image - Définitions introductives

Dans l'emploi d'un système optique, les difficultés surgissent lorsqu'il s'agit d'analyser l'image reçue et d'en définir la qualité, soit une grandeur quantifiant le degré de "ressemblance" entre l'image acquise et la source.

Si l'on veut observer des faisceaux de particules chargées, même de petites dimensions, bien évidemment, des problèmes émergeront non seulement pour ce qui est de la définition de la qualité de l'image, mais aussi en ce qui concerne l'évaluation des limites de résolution de toute l'instrumentation associée à la mesure.

Ce qui est dénommé instrumentation comprend toute la chaîne d'acquisition de la donnée expérimentale (image) à partir de la source, en passant par l'optique de capture du signal, par l'acquisition et l'affichage sur l'instrument d'analyse qui peut être un écran vidéo dans le cas de signaux optiques ou bien un écran d'ordinateur dans le cas de signaux numériques. A leur tour, toutes ces étapes seront composées par de multiples sous-passages. Chacune influera sur le résultat final, c'est-à-dire sur la qualité de l'image acquise (voir fig.5.4).

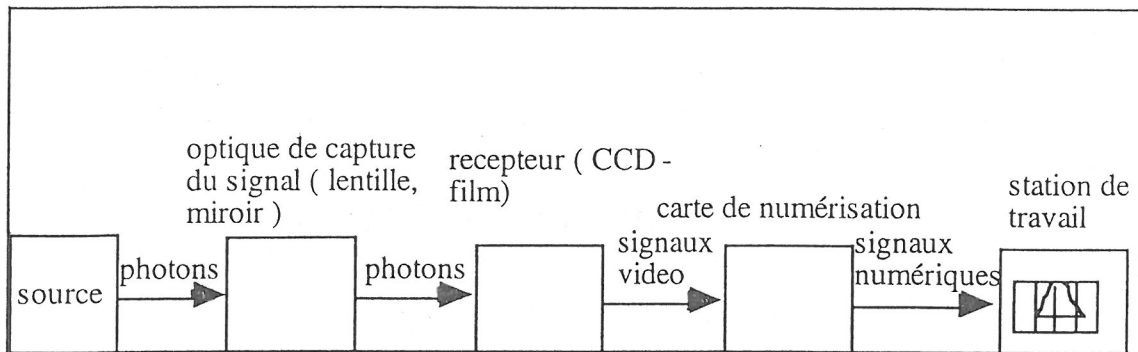


fig 5.4 - Exemple de chaîne d'acquisition de signaux optiques

En général, une source lumineuse incohérente pourra être définie en coordonnées spatiales dans l'espace objet au moyen de la fonction de distribution de rayonnement (ou bien d'éclairage). Dans l'espace image on pourra définir la fonction conjuguée dans les coordonnées x' , y' , z' . Normalement les dimensions utilisées se réduisent à deux, car dans le processus de formation de l'image on prend en considération les plans conjugués. Les coordonnées z , z' sur l'axe de propagation seront introduites seulement lorsqu'on devra tenir compte de l'effet de profondeur de champ. Une fois définie une source au moyen de la fonction $L_0(x, y)$, on dénommera **Cible** la portion de l'objet qui intéresse notre mesure. Ce qui reste est appelé **Bruit de Fond** qu'en général on suppose uniforme. Les variations dans le Bruit de Fond sont dénommées **Clutter**. Si le domaine du clutter dépasse celui de la variation dans la cible on dit qu'on est dans le domaine dynamique. Le domaine de variation de la fonction de distribution de rayonnement dans la cible est dénommé **Contraste**. On aura:

$$5.2.1) \quad C = \frac{L_0(x, y)_{max}}{L_0(x, y)_{min}}$$

En outre, on peut définir le **Contraste Différentiel** et le **Contraste Logarithmique** au moyen de:

$$5.2.2) \quad C_D = \frac{L_0(x, y)_{max} - L_0(x, y)_{min}}{L_0(x, y)_{min}}$$

$$C_L = \log_{10} \frac{L_0(x, y)_{max}}{L_0(x, y)_{min}}$$

Et la **Modulation**:

5.2.3)

$$M = \frac{L_{0max} - L_{0min}}{L_{0max} + L_{0min}} = \frac{C - I}{C + I}$$

A chaque définition donnée dans le plan objet correspondra sa conjuguée dans le plan image. Pour un système idéal les différences seront données uniquement par le rapport de grossissement latéral $m = h' / h$, où h et h' indiquent la distance à l'axe optique d'un point image et de son point objet conjugué (voir fig. 5.1). Cela ne se produira pas dans le cas physique d'un système réel où la distribution de rayonnement dans le plan image différera de la conjuguée du plan objet à cause des aberrations et d'autres phénomènes de dégradation de l'image.

5.2.1) Comment définir la qualité d'une image - Les paramètres de Linfoot - RI - FTO

On a vu que par qualité de l'image on entend la "vraisemblance" de l'image acquise par rapport à la source d'émission. C'est une définition assez empirique, étant donné qu'elle n'introduit aucun paramètre quantifiant la qualité de l'image elle-même.

Commençons donc par introduire les Facteurs de Linfoot qui, par hypothèse, ne permettent pas d'évaluation numérique rigoureuse. Supposons qu'on ait dans le plan objet une source incohérente définie par la distribution de rayonnement $L_o(s)$, où par s on entend les variables géométriques dans le système de coordonnées choisi. L'optique géométrique nous permet de reconstruire l'objet dans le plan image où la seule différence par rapport au plan objet est donnée par le rapport de grossissement. Dénommons donc $L_o(s')$ l'image idéale obtenue par l'optique géométrique, et $L_i(s')$ l'image réelle. Les Facteurs de Linfoot quantifient la différence entre les distributions dans le plan objet et dans le plan image. Ils sont définis donc:

5.2.4)

Structure Relative (RS)

$$T_L = \frac{\iint L_i^2(s') ds'}{\iint L_o^2(s') ds'}$$

5.2.5)

Fidélité de l'Image (FI)

$$\Phi_L = 1 - \frac{\iint [L_o(s') - L_i(s')]^2 ds'}{\iint L_o^2(s') ds'}$$

5.2.6)

Qualité de Correlation (CQ)

$$Q_L = \frac{\iint L_o(s') L_i(s') ds'}{\iint L_o^2(s') ds'}$$

où $Q_L = (T_L + \Phi_L)/2$.

La "Structure Relative" offre une signification immédiate de la qualité de l'image puisqu'il mesure directement l'écart de la fonction d'éclairage de l'objet par rapport à celle de l'image acquise, tandis que la "Fidélité de l'Image" est un concept moins intuitif qui a le mérite de relever les éventuelles erreurs de cartographie des coordonnées qui peuvent découler de la distorsion.¹¹ Le paramètre "Qualité de Correlation" est significatif lorsque les facteurs ci-dessus sont tous les deux importants. Le grand problème des Facteurs de Linfoot et la raison pour laquelle ils sont peu utilisés est que, pour les définir, il faut avoir une connaissance précise de la source analysée et de sa fonction d'illumination, ce qui n'est pas toujours évident, surtout au niveau expérimental.

5.2.2) RÉPONSE IMPULSIONNELLE (RI)

En optique, dans les cas les plus fréquents, la contribution majeure à la distorsion de l'image est donnée par le système de capture du rayonnement qui peut être composé, par exemple, par une série de lentilles et de miroirs réfléchissants. C'est pour cette raison qu'au début les concepts de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert optique ont été introduits en se référant à ces éléments. En réalité, comme le verra, ce sont des concepts qui utilisent des outils mathématiques de base, comme la fonction de Green et la transformation de Fourier et qui peuvent donc être étendus à chaque élément de la chaîne d'acquisition que nous utilisons (à la source aussi).

On peut définir la [35] **Réponse Impulsionnelle** (Point Spread Function ou RI ou Fonction de Diffraction de Fraunhofer) comme l'image acquise lorsque la source est ponctuelle. A partir de la définition, il est évident que la RI n'est que l'application du concept de fonction de Green. En général la RI représente la fonction d'intensité. On peut aussi définir la fonction d'amplitude si on calcule la RI au moyen de la transformation de Fourier de la fonction de pupille [35]. Dans ce cas la fonction d'image est le produit de la fonction d'amplitude par son complexe conjugué. Une fois connue la RI, on peut calculer la fonction d'éclairage image tout simplement au moyen d'une intégrale de convolution:

$$5.2.7) \quad \boxed{Imm(x'_1) = \int Obj(x'_1 - x'_2) RI(x'_2) dx'_2}$$

¹¹ L'intégrale du numérateur dans IF est défini par la différence entre l'image et l'image idéale. On tient donc compte également des erreurs de cartographie.

où x' est une variable qui représente les deux dimensions sur le plan image, Imm définit la fonction d'éclairage du plan image et Obj est l'image idéale de l'objet obtenue grâce à l'optique géométrique. La RI représente donc l'image de résolution du système optique et c'est la figure de mérite la plus intuitive pour l'évaluation de la qualité de l'image. Cela n'empêche que, pratiquement, le calcul de la fonction image par le moyen de l'intégrale de convolution et le calcul de la RI pour une chaîne d'éléments sont des opérations souvent complexes (à moins d'opérer numériquement par des simulations de tracés de trajectoires).

5.2.3) FONCTION DE TRANSFERT OPTIQUE (FTO)

Considérons la fonction d'éclairage de l'objet dans ses coordonnées spatiales dans le plan image (image idéale), la transformation de Fourier en fournira le spectre dans le domaine des fréquences spatiales¹²:

$$5.2.8) \quad \boxed{Obj(k_t) = \int_{-\infty}^{\infty} Obj(x') e^{-ik_t x'} dx'}$$

Le même procédé peut être appliqué à l'image réelle:

$$5.2.9) \quad \boxed{Imm(k_t) = \int_{-\infty}^{\infty} Imm(x') e^{-ik_t x'} dx'}$$

où k_t indique les fréquences spatiales dans les coordonnées transverses (par simplicité on exclut l'effet de profondeur de champ). Les expressions (5.2.8) et (5.2.9) définissent ce qu'on appelle spectre objet et spectre image. Chaque composante de Fourier du spectre image peut être vue comme le produit de la composante correspondante du spectre objet par un facteur multiplicatif caractéristique du système optique. Le spectre des facteurs multiplicatifs exprime donc la **Fonction de Transfert Optique (FTO)** [35] du système, c'est-à-dire:

$$5.2.10) \quad \boxed{Imm(k) = Obj(k) FTO(k)}$$

¹² Négligeons dans les démonstrations les facteurs multiplicatifs constants de la transformation de Fourier car ils n'influent pas sur les définitions.

On peut démontrer que la FTO est liée à la RI par le moyen de l'opérateur transformation de Fourier. Considérons l'expression (5.2.7) et supposons que l'image géométrique (Obj) soit ponctuelle et représentée par la distribution delta de Dirac. On a:

$$5.2.11) \quad \boxed{Imm(x'_1) = \int \delta(x'_1 - x'_2) RI(x'_2) dx'_2 = RI(x'_1)}$$

En transformant d'après Fourier on obtient:

$$5.2.12) \quad \boxed{Imm(k) = \mathfrak{I}(RI(x'))}$$

où, pour simplifier, on a omis l'indice de la variable. Si l'on compare avec (5.2.10) on a:

$$5.2.13) \quad \boxed{Imm(k) = Ogg(k) FTO(k) = \mathfrak{I}(RI(x'))}$$

Par les propriétés de la distribution delta de Dirac [37] on a:

$$5.2.14) \quad \boxed{Ogg(x') = \delta(x') \Rightarrow \mathfrak{I}(Ogg(x')) = Ogg(k) = 1}$$

et donc:

$$5.2.15) \quad \boxed{FTO(k) = \mathfrak{I}(RI(x))}$$

Considérons, par exemple, une lentille de grandeur non infinie, sans aberration. Comme le diamètre de la lentille est limité, on peut déduire que, par rapport aux composantes de moment transverse, la lentille se comporte comme un filtre passe - bas. Par exemple, dans le cas d'une lentille sans aberration les coefficients seront unitaires dans la bande passante et nuls au-dehors; la FTO est donc donné par la différence de deux fonctions de Heaviside $\theta(k)$ et, si on indique la fréquence de coupure par k_c , on aura:

$$5.2.16) \quad \boxed{Imm(x') = \int_{-\infty}^{\infty} \theta(|k_c| - k_t) Ogg(k_t) e^{ik_t x'} dk_t = \int_0^{k_c} Ogg(k_t) e^{ik_t x'} dk_t}$$

Habituellement on mesure l'FTO normalisée sur l'énergie totale de la RI. Cette normalisation revient à normaliser l'intégrale de la RI dans le plan image à 1.

La FTO est beaucoup plus utilisée que la RI car sa manipulation présente tous les avantages liés aux transformations de Fourier entre lesquels le plus important est l'utilisation de produits plutôt que de convolutions.

5.2.4) Limite supérieure de la Fonction de Transfert Optique - Le Pouvoir de résolution

La capacité d'un système de transmettre une modulation spatiale, ou de distinguer les RI de deux objets voisins est dénommée **Pouvoir de Résolution** (PR); dans la pratique on adoptera comme définition de la PR la limite supérieure du spectre de la FTO. Il existe cependant un certain arbitraire dans le choix du cut-off.

La limite de Rayleigh est atteinte lorsque les lobes des deux RI sont séparés du rayon du premier disque de l'image de diffraction, soit le disque d'Airy. Dans ce cas le rayon est $= 1.22 \lambda N$ et le Pouvoir de resolution sera donné par le réciproque:

$$5.2.17) \quad \boxed{PR = 1/R = 1 / (1.22 \lambda N) \quad \text{avec } N = 1 / (2\alpha)}$$

où N est le nombre d'ouverture et α le demi angle d'ouverture. Il existe également la définition de Sparrow [33] qui indique comme limite la zone où l'intensité au centre de la figure devient constante. Dans ce cas PR est défini comme:

$$5.2.18) \quad \boxed{PR = 1 / (0.947 \lambda N)}$$

Il est essentiel de rappeler que ces définitions ci ne sont absolues et que, pour un ordre de grandeur, on peut se baser simplement sur le rapport $1 / (\lambda N)$.

Si l'on considère le pouvoir de résolution associé à chaque partie d'un système optique (formé, par exemple, d'une lentille, d'un miroir et d'une caméra CCD plus d'autres éléments optiques) on peut estimer le PR du système total par la formule:

$$5.2.19) \quad \boxed{\left(\frac{1}{PR_{tot}} \right)^2 = \left(\frac{1}{PR_{lentille}} \right)^2 + \left(\frac{1}{PR_{camera}} \right)^2 + \left(\frac{1}{PR_{miroir}} \right)^2 + \dots}$$

Ces définitions seront utiles dans la mesure de la FTO lorsqu'on voudra établir le pouvoir de résolution de celui-ci.

En dehors de la qualité du système optique, un autre élément qui est à même d'influer sur le PR d'un système optique est l'acquisition par le moyen d'un signal vidéo, étant

donné que, comme on l'a déjà dit, tous les éléments de la chaîne d'acquisition, non seulement ceux qui sont purement optiques, contribuent à la dégradation de l'image.

Dans une sortie vidéo une image bidimensionnelle est balayée électroniquement et fournit un signal monodimensionnel donné par une tension en fonction du temps. Le procédé de balayage concourt donc à la définition de la résolution de l'image. La résolution verticale (VRP) sera donc donnée par le rapport entre la dimension de l'image et le nombre total de lignes effectives sur le tube vidicon, en tenant compte, dans le comptage des lignes, des facteurs de perte dus au temps de retour du scan et des facteurs de grossissement.

Il sera donc judicieux d'employer des systèmes optiques qui résolvent un nombre de lignes par millimètre au moins aussi élevé que celui balayé par le signal.

Au contraire, le facteur de résolution horizontale (HRP) est dû à la largeur de la bande de transmission qui est déterminée par la vitesse de balayage de chaque ligne optique. En général, les performances pour la résolution horizontale sont moins bonnes que pour la résolution verticale et sont susceptibles de se dégrader rapidement à cause d'autres facteurs.

5.3) Mesure de la FTO - FTM

Commençons donc par fournir une série de définitions qui nous permettent d'analyser les méthodes de mesure possibles sur la FTO, tout en ayant à l'esprit que le passage à la RI sera possible au moyen de la transformation de Fourier.

On a vu que la FTO exprime une série de coefficients par lesquels il faut multiplier les composantes du spectre de l'objet pour obtenir l'image en analyse de Fourier. Afin de caractériser chaque composante spectrale de la FTO, il est nécessaire d'en définir sur le plan image l'orientation, la fréquence spatiale, la modulation et la position.

Pour être plus précis, considérons un objet de référence pour mesures optiques (on a vu que pour définir la qualité de l'image il est nécessaire de partir d'une source connue), c'est-à-dire un réticule composé par plusieurs lignes noires sur fond clair (ou l'inverse) avec une période p fixée, avec $p = 1 / v$ où v représente la fréquence spatiale du réticule (voir fig.5.5). La fréquence spatiale est mesurée en cycles par longueur unitaire, cycles par millimètres, lignes par mm ou bien en coordonnées angulaires cycles par angle unitaire (en mrad).

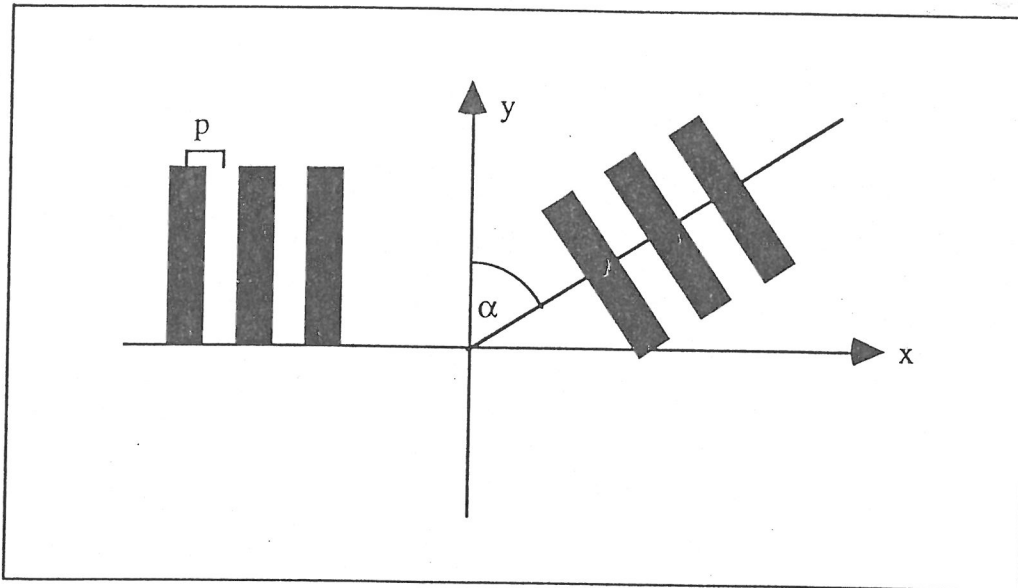


fig. 5.5 Réticule de référence pour mesures optiques.

Le réticule représente donc une composante de période p . Si on se place dans le plan image, l'orientation est définie par l'angle formé par l'axe vertical et par la direction du réticule. Dans le plan image la fréquence spatiale sera naturellement influencée par le rapport de grossissement m . On aura donc $v' = v / m$. Si l'on tient compte aussi de l'orientation, on aura:

$$4.3.1) \quad v' = v \sqrt{\frac{\sin^2 \alpha}{m_x^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{m_y^2}}$$

Dans le cas d'acquisition de signaux vidéo, on utilise également la définition de lignes par mm. On rappelle qu'en nomenclature un cycle est équivalent à une ligne optique, à une période et à deux lignes télé.¹³ L'orientation et la fréquence spatiale dans le plan image sont donc les deux variables de la fonction FTO. De grandes variations en fonction de ces deux grandeurs peuvent être introduites uniquement par des phénomènes de distorsions ou par des erreurs de cartographie.

La capacité d'un système de transmettre la modulation et la position du réticule est mesurée par deux grandeurs nouvelles:

la **Fonction De Transfert De Modulation** ou **FTM** et la **Fonction De Transfert De Phase** ou **FTP**.

La FTM sera associée à l'amplitude de la modulation de l'image divisée par celle de l'objet en fonction de la fréquence spatiale et de l'orientation (l'angle) de modulation et elle sera définie donc par:

¹³ En réalité, pour un bon signal télé on aura: 1 ligne optique = $2(2)^{1/2}$ lignes télé.

5.3.2)

$$FTM = \frac{M_{imm}(v', \alpha)}{M_{ogg}(v, \alpha)}$$

En [10] il est fourni une expression approchée de la FTM entre l'objet (électron) et son image photonique pour une source de Rayonnement de Transition :

5.3.3)

$$\begin{aligned} FTM &= 1 \quad \text{pour} \quad \frac{\lambda_{mod}}{2\pi} > b_{max} \\ FTM &= \frac{\ln\left(\lambda_{mod}/2\pi / b_{min}\right)}{\ln(\gamma\theta_{max})} \quad \text{pour} \quad b_{min} < \frac{\lambda_{mod}}{2\pi} < b_{max} \\ FTM &= 0 \quad \text{pour} \quad \frac{\lambda_{mod}}{2\pi} < b_{min} \end{aligned}$$

où λ_{mod} indique l'inverse de la fréquence de modulation spatiale, et b_{min} , b_{max} , θ_{max} sont des cut-offs phénoménologiques naturels du R.T.

La FTP mesure le déplacement D éventuel de l'image par rapport à l'objet :

5.3.4)

$$FTP = \frac{2\pi D}{p'}$$

La FTM et la FTP mesurées en fonction de v' et α comprennent donc toutes les observations dans les coordonnées appropriées sur la FTO qui peut donc être exprimée comme:

5.3.5)

$$FTO(v', \alpha) = FTM(v', \alpha) e^{i[FTP(v', \alpha)]}$$

La FTP prend des valeurs très petites pour des sources incohérentes et symétriques. Dans ce cas seule la FTM est utile. Dans la plupart des cas, on pourra supposer que $FTP = 0$ et il sera possible de définir la FTO en mesurant uniquement la FTM. Il s'agit donc de voir de quelle façon un système optique arrive à transmettre la modulation d'une source en fonction des composantes spectrales. Pour mesurer la FTM on utilisera des réticules du même type que celui de la fig.5.5 [38] prédéterminés avec des période différentes où la modulation de l'objet est d'amplitude unitaire (voir fig.5.6).

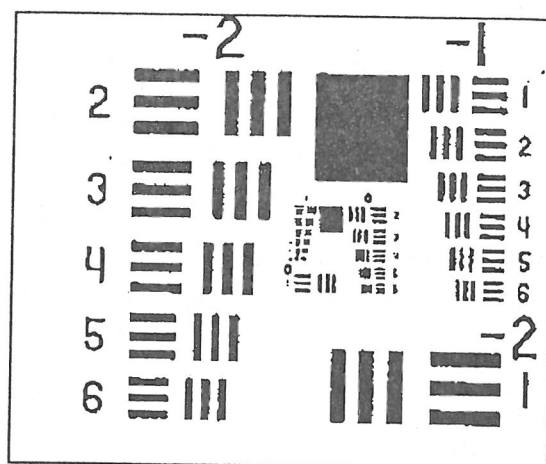


fig 5.6 Table pour les mesures de FTM. Dans la figure sont exposés le réticule USAF (1951) (type négatif et type positif) et NBS (1963).

Dans nos mesures nous avons employé le réticule USAF. La table de réticule est divisée en 6 groupes de 6 réticules chacun, où la différence de fréquence spatiale entre les réticules est imposée par le fait qu'entre le premier réticule d'un groupe et le premier du groupe suivant la période varie d'un facteur 1 / 2.

La mesure de modulation pour les différents réticules nous fournira la modulation de l'image en fonction de la fréquence spatiale. En tournant les réticules d'un angle α on peut aussi mesurer la dépendance de la FTM en fonction de l'angle. La limite supérieure de la fréquence observable définit donc le pouvoir de résolution. Bien évidemment, l'analyse la plus complète comprendrait la mesure de la FTM en fonction des variables physiques (éclairage environnement, température de la caméra...). Cependant l'analyse de la modulation pour tous les réticules et tous les paramètres serait trop longue.

5.4) Facteurs statistiques de dégradation de l'image

RSB - Fonction d'amplification

Le cas susmentionné de la limite de résolution imposée par l'acquisition d'un signal vidéo illustre la méthode de détermination de la résolution de toute la chaîne d'acquisition en prenant en compte les limites imposées par le récepteur. Cela est particulièrement nécessaire si l'on utilise des caméras intensifiées où la complexité de l'instrumentation est remarquable et où chaque passage rendrait nécessaire une analyse de la dégradation de l'image. En général l'interaction qui se produit dans les instruments

optiques entre les photons et la matière comporte des aléas. Cela cause un bruit de fond dans l'acquisition du signal. Dans l'instrumentation photoélectrique le flux photonique est converti en signal pendant le temps d'ouverture. Le nombre des comptages suit une distribution poissonnienne [39] et à partir de celle-ci il est possible de définir un facteur de qualité statistique. Supposons qu'on ait n acquisitions dont on peut calculer la valeur moyenne \bar{n}_m , la variance \bar{n}_v et la déviation standard $(\bar{n}_v)^{1/2}$ des comptages. Si chaque acquisition nous a donné un nombre de comptages n_c , on peut définir comme Rapport Signal-Bruit (RSB) la quantité [35]:

$$5.4.1) \quad RSB = \frac{|n_c - \bar{n}_m|}{\sqrt{\bar{n}_v}}$$

En pratique, RSB mesure la probabilité que la quantité au numérateur corresponde réellement à une variation d'éclairage de la source et non pas à une fluctuation statistique. Dans le cas des vidéocaméras intensifiées on peut introduire une définition de RSB différente qui tient compte également des effets de courant d'obscurité et de bruit de fond [35].

Dans une caméra intensifiée une autre dégradation de l'image acquise découlera de l'ensemble des éléments qui produisent l'image elle-même, c'est-à-dire la photocathode, la galette microcanaux (MCP), le phosphore qui produit l'image et la CCD. Tous ces éléments influencent les comptages et la distribution d'éclairement dans l'image. Dans ce cas, du point de vue expérimental, il convient quelques fois d'essayer de mesurer directement la RI avec une précision beaucoup plus grande que le type de mesure prévue sur la caméra [10].

On tâchera donc de produire une source très petite et d'observer l'élargissement de l'image en fonction des paramètres suivants : tension appliquée à la photocathode (gain), temps d'ouverture et intensité de la source. On associera respectivement à ces paramètres les écart-types σ_g , σ_o et σ_s . On pourra donc procéder par le moyen des lissages de la fonction:

$$5.4.3) \quad \sigma_{mesure} = \sqrt{\sigma_{vrai}^2 + \sigma_g^2(gain) + \sigma_o^2(ouverture) + \sigma_s^2(source)}$$

Pour avoir une bonne résolution, dans cette mesure, il faut que l'image analysée ait des dimensions plus grandes que quelques pixels.

Ce résultat doit, bien évidemment, être convalidé par une analyse statistique des données au cas où les fluctuations seraient importantes.

5.5) Acquisition des images du faisceau - Dispositif optique - Calcul et mesure de la résolution

Pour la mesure d'émittance transverse on a conçu un système télescopique (voir fig.5.7) pour le transfert de la lumière du plan objet (le radiateur RTO) au plan image (la CCD).

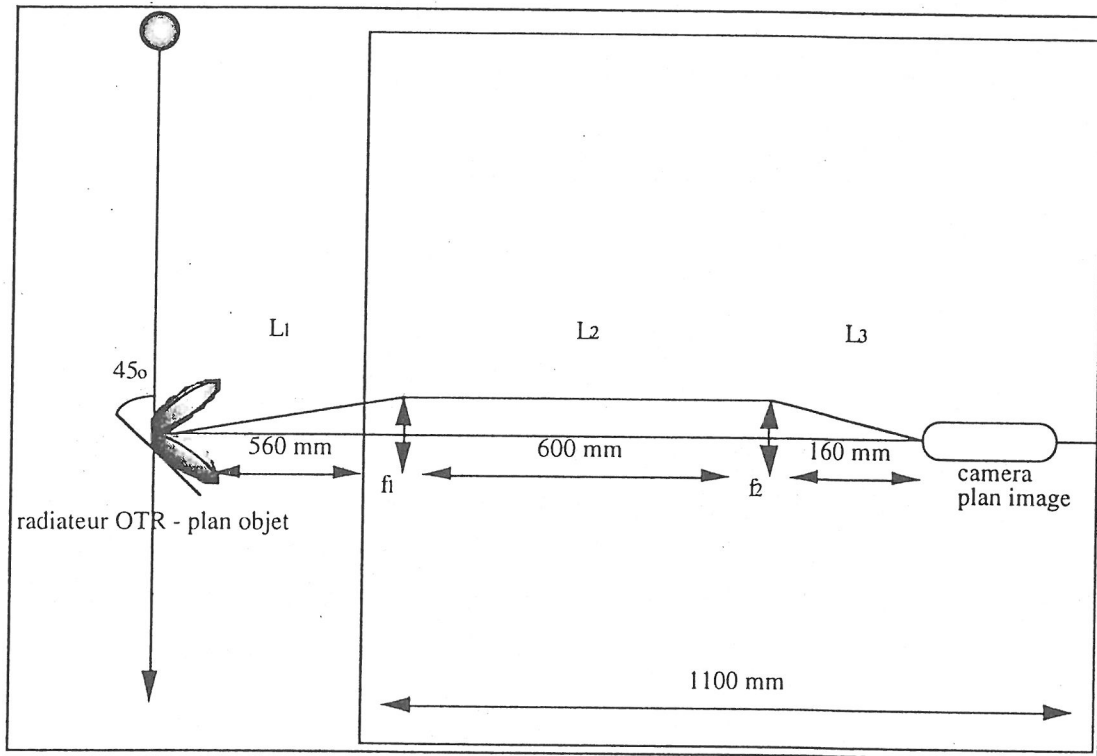


fig 5.7

Les problèmes suivants ont surgi:

- 1) définir la configuration du système télescopique, c'est-à-dire la distance entre les lentilles, les focales d'où le grossissement;
- 2) caractériser notre système par le moyen du calcul et de la mesure de la résolution;
- 3) définir le rapport de conversion entre le nombre de pixels et les millimètres dans la lecture de la donnée expérimentale.

5.5.1) Le dispositif expérimental

Pour ce qui est du premier aspect, en configuration télescopique les équations matricielles du système sont les suivantes:

$$5.5.1) \quad \begin{bmatrix} x \\ \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{bmatrix}$$

où par x , x_0 , θ e θ_0 on indique respectivement les tailles de l'image, de l'objet et la divergence du rayon dans le plan image et dans le plan objet (voir fig.5.7). En développant l'expression (5.5.1) la taille dans le plan image sera donnée par:

$$5.5.2) \quad x = Kx_0 + \left[L_1K + \left(1 - \frac{L_3}{f_2} \right) L_2 + L_3 \right] \theta_0$$

$$\text{Avec } K = \left[1 - \frac{L_3}{f_2} - \frac{L_2}{f_1} \left(1 - \frac{L_3}{f_2} \right) - \frac{L_3}{f_1} \right]$$

On voit qu'afin d'obtenir une image qui ne soit pas affectée par les contributions angulaires, il faut faire en sorte que le terme entre crochets de la (5.5.2) s'annule. A cette fin, on peut faire varier les cinq variables dont on dispose, c'est-à-dire les deux focales et les distances entre les lentilles. Pour remplir la condition d'annulation choisissons la configuration télescopique classique en établissant que la distance entre les deux lentilles est égale à la somme des deux focales. De cette façon on aura:

$$5.5.3) \quad \begin{array}{c} K = \left[1 - \frac{L_3}{f_2} - \frac{L_2}{f_1} \left(1 - \frac{L_3}{f_2} \right) - \frac{L_3}{f_1} \right] ; \quad L_2 = f_1 + f_2 \\ \Downarrow \\ K = M = - \frac{f_2}{f_1} \end{array}$$

où par M on indique donc la grossissement du système optique. Dans notre cas, à partir des simulations on a vu que, si l'on varie les valeurs du gradient dans le triplet, le faisceau peut atteindre une taille maximale de l'ordre du centimètre. Il s'agit donc de choisir un rapport de grossissement qui permette la visualisation d'objets de cette taille, mais qui, en même temps, ne rapetisse pas trop l'image, de manière à ce qu'il n'y ait pas de perte en termes de résolution. Nos exigences sont satisfaites par $M = 0.5$, donc

les focales sont liées par la relation $f_1 = 2f_2$. La condition pour l'annulation de la contribution angulaire devient donc:

$$5.5.4) \quad \boxed{f_1 + f_2 - \frac{L_3 f_1}{f_2} - \frac{L_1 f_2}{f_1} = 0}$$

Une fois les focales fixées, l'équation (5.5.4) se réduit à une équation à deux inconnues. Dans notre cas nous avons développé un logiciel qui nous permet de faire varier les quatres variables f_1 , f_2 , L_1 et L_3 et de calculer également l'encombrement de la totalité de notre système télescopique de sorte à ne pas être contraint par la taille de la table optique (voir figure 5.7). Nous avons donc choisi deux lentilles dont les distances focales sont respectivement de 400 et 200 mm. Les distances de la première lentille au radiateur et de la deuxième lentille à la caméra intensifiée sont reliées par l'éq.(5.5.4). La solution choisie est illustrée dans la fig. (5.7). Le radiateur RTO a été incliné de 45 degrés par rapport à la direction d'incidence du faisceau, afin d'optimiser le flux photonique à la sortie du hublot. Dans la fig. (5.8) on voit la dépendance du flux transmis dans la fenêtre de la chambre à vide en fonction de l'angle d'incidence.

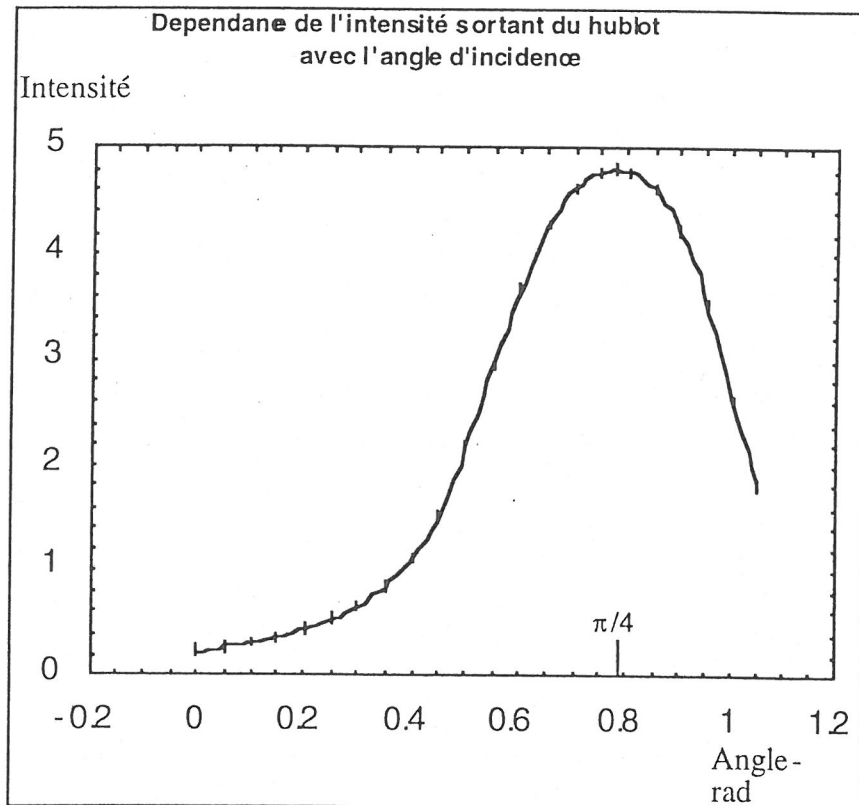


fig 5.8 -

En déterminant le dispositif expérimental, nous avons donc pu procéder au calcul du flux photonique à travers le télescope, après avoir choisi le diamètre de la première lentille. Dans ce cas, pour des raisons de coûts, nous avons décidé de travailler avec

une lentille de catalogue [38] de 40 mm de diamètre. L'angle sous-tendu est donc de $20\text{mm} / 560\text{mm} = 35,7 \text{ mrad}$. En se référant à la fig. (1.8) on présente ici une table affichant le calcul approché du nombre de photons recueillis par le télescope pour différentes valeurs de la macroimpulsion de l'injecteur.

tab	1 μsec	10 μsec	30 μsec
n° paquet / pulse	~ 216	~ 2162	~ 6487
n° e ⁻ / pulse	$\sim 5 \cdot 10^{10}$	$\sim 5 \cdot 10^{11}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{12}$
n° γ / pulse	$\sim 2.5 \cdot 10^8$	$\sim 2.5 \cdot 10^9$	$\sim 7.5 \cdot 10^9$
n° γ / pulse dans le télescope	$\sim 10^7$	$\sim 10^8$	$\sim 3 \cdot 10^8$

La limite de détection de la CCD [40] est de 1microlux qui correspond à $\sim 6 \cdot 10^3$ photons / $\text{mm}^2 \text{ s}$, c'est à dire $\sim 0,37$ photons par seconde par pixel, le nombre total de pixel étant 437667 et la surface du CCD = 27 mm^2 . On voit donc que pour l'impulsion de l'ordre de la microseconde le flux est largement suffisant pour détecter l'image (flux = $10^7 / 27 (\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1}) \gg 6 \cdot 10^3 (\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1})$).

5.5.2) La résolution - le calcul et les mesures

Après avoir défini le système de transfert de la lumière, il a été possible de définir la résolution de la mesure. Le calcul a été effectué pour deux systèmes différents, l'un constitué de deux lentilles achromatiques, l'autre de deux lentilles non achromatiques. On a vu que la configuration choisie permettait l'utilisation de deux lentilles MELLES&GRIOT dont les focales étaient respectivement de 400 et 200 mm. On a donc opéré sur les éléments suivants:

	type	focale	diamètre
télescope A	achromat	400 mm	40 mm
	achromat	200 mm	40 mm
télescope B	non achromat	400 mm	42 mm
	non achromat	200 mm	42 mm

Un premier calcul a été effectué sur la dispersion de la focale donnée par l'aberration chromatique. Les valeurs calculées sont de 1,6% pour le télescope B et de 0,33% pour celui du type A. Il est évident que, en ce qui concerne l'aberration chromatique, la

réponse du télescope achromatique est nettement meilleure. Dans le cas d'un télescope non corrigé, l'aberration peut conduire à des élargissement de $\sim 300 \mu\text{m}$ de la R.I. Quant aux aberrations monochromatiques, nous avons calculé la réponse impulsionnelle pour les deux systèmes à l'aide du logiciel SOLTIS. Nous avons voulu analyser le cas d'un objet de 1 mm de grandeur, mis sur l'axe optique à la longueur d'onde d'analyse de 450 nm. Dans le cas du système achromatique la valeur r.m.s du diamètre est de $22,4 \mu\text{m}$, tandis que pour le télescope non achromatique elle est de $27,8 \mu\text{m}$. Dans ce cas l'aberration reste modeste essentiellement à cause du petit angle d'ouverture et de l'hypothèse d'un bon alignement de l'objet. Dans la fig.(5.9) on peut voir le RI résultant de la simulation de tracé de trajectoires pour les deux systèmes.

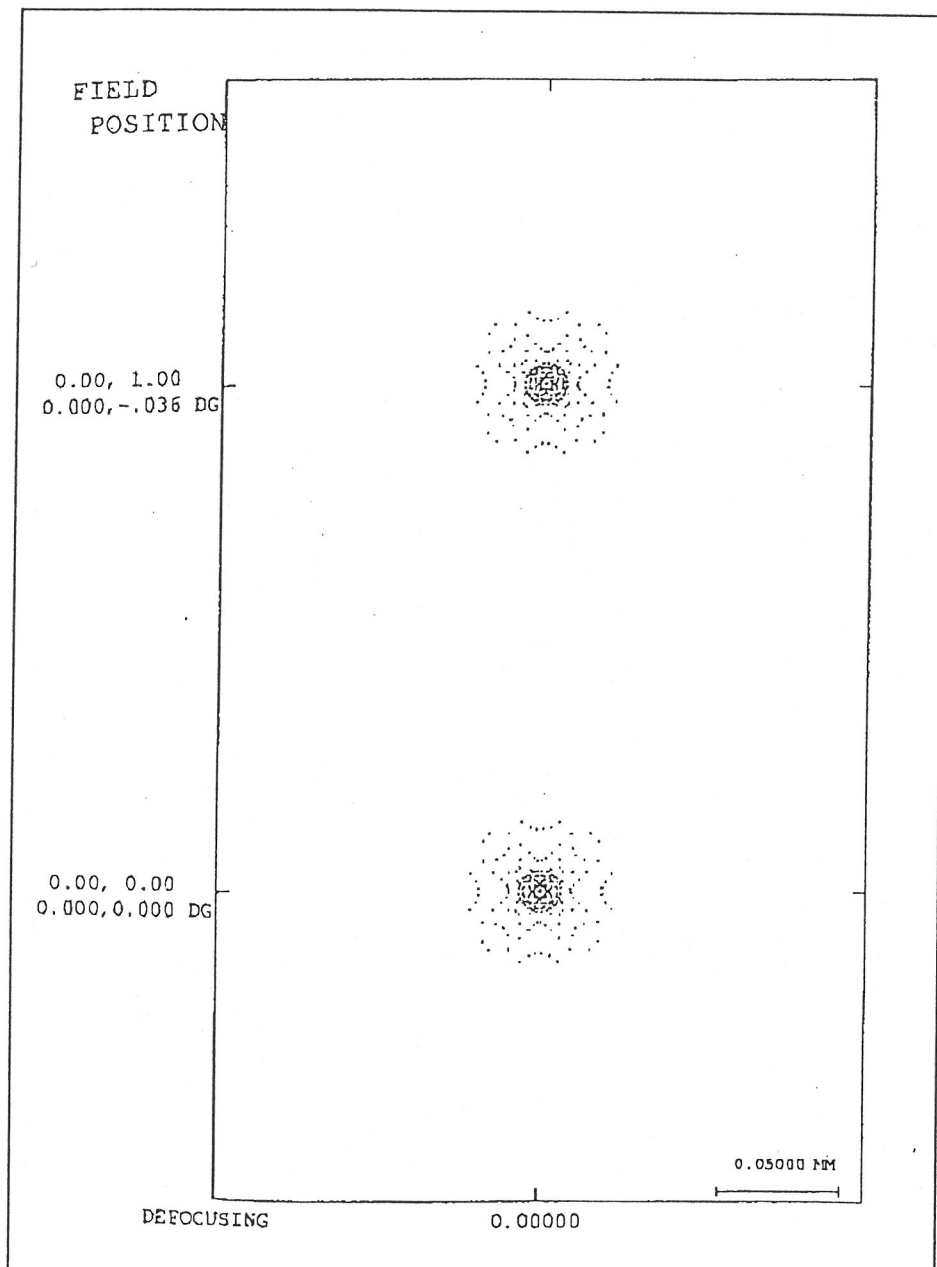


fig 5.9

En revanche, en considérant la limite de résolution en bande optique, nous avons calculé que pour le système achromatique, en lumière polychromatique dans la bande 400 - 800 nm, la figure d'aberration est inférieure à $43 \mu\text{m}$ - r.m.s (la contribution de l'aberration chromatique est de $\sim 36 \mu\text{m}$). Puisque l'effet des aberrations s'ajoute quadratiquement, nous avons trouvé que l'aberration du système non achromatique est due essentiellement à l'aberration chromatique. Dans le cas de mesure en bande large, donc, ce système ne convient pas car la limite de résolution est importante ($\sim 300 \mu\text{m}$). Nous avons donc choisi le système achromatique où les simulations conduisent à une valeur estimée de la résolution de $\sim 50 \mu\text{m}$.

Nous avons souhaité donner non seulement une évaluation à l'aide du calcul de la RI, mais aussi une évaluation expérimentale au moyen de la mesure de l'FTO, qui a été déjà décrite au paragraphe 5.3. Dans la fig.(5.10) on présente le diagramme, fourni par le constructeur, pour la FTM de la caméra intensifiée dans les deux cas d'utilisation, avec et sans intensificateur.

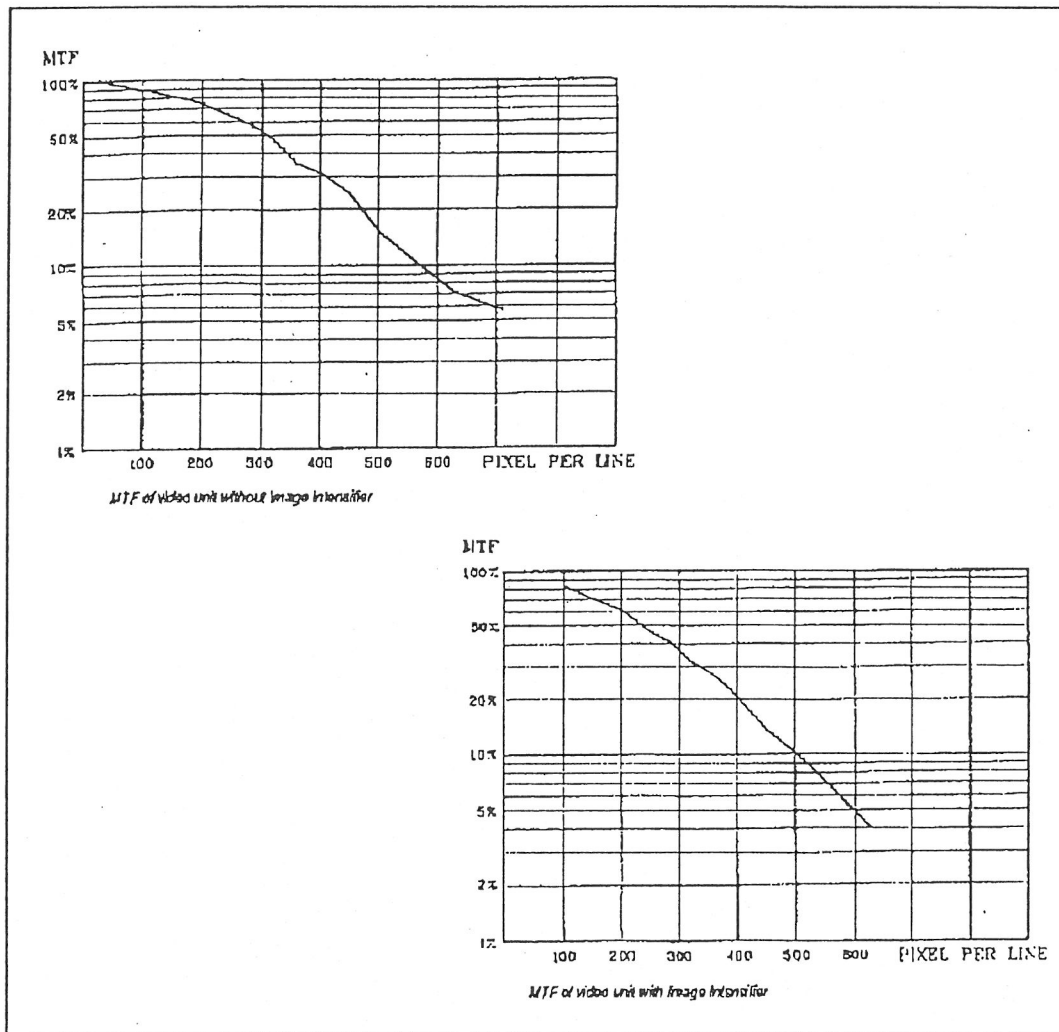


Fig 5.10 - En haut et en bas on représente respectivement la FTM pour la caméra sans et avec intensification d'image

La taille résolue minimale est déterminée par le rapport entre le champ de vue et la limite de la FTM. Au cas où on s'arrêterait à un seuil de modulation détectable de 5%, dans notre système la taille résolue minimale serait de 39 μm environ pour un champ de vue de 25 mm. De toute façon on voit que, théoriquement, dans aucun cas la mesure n'est affectée par de grosses erreurs dues à la résolution du système, la taille minimale du faisceau étant de l'ordre du millimètre.

Nous avons donc effectué une mesure de la FTM pour la caméra intensifiée dans notre configuration de mesure pour différentes valeurs du gain appliqué à la photocathode. Dans la fig. (5.11) on peut voir la FTM et la RI correspondante calculées pour le gain minimum.

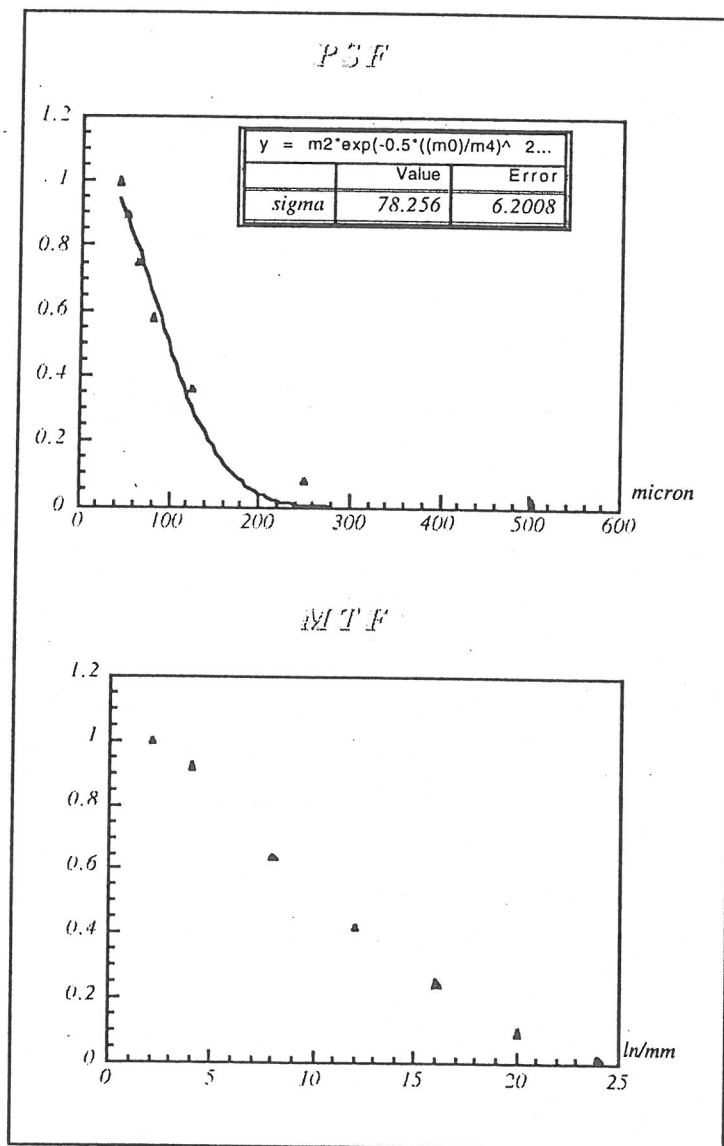


fig 5.11 -

En fig (5.12) on voit la variation de la taille RMS de la RI en fonction du gain

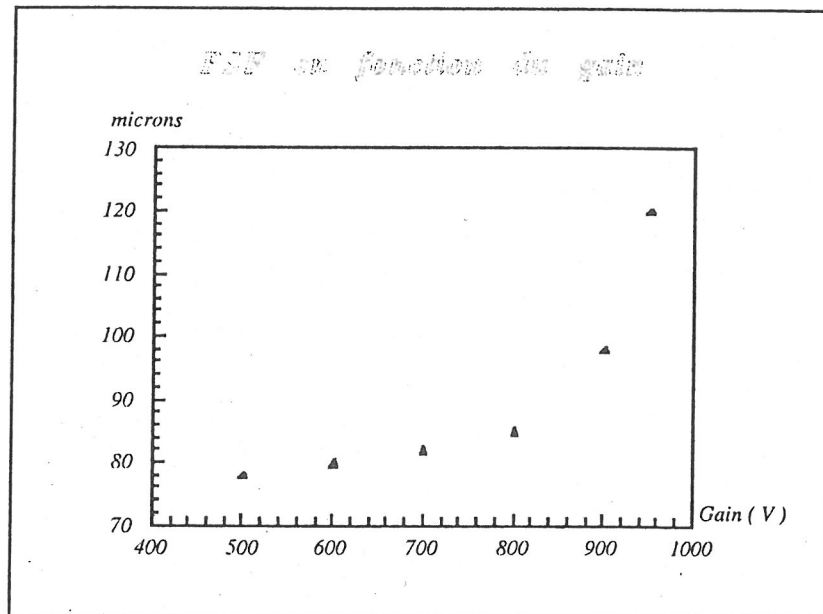


fig 5.12 -

Dans la fig. (5.11) on voit aussi que la résolution du système optique est de $40 \mu\text{m}$ environ (avec $\sigma = 78 \mu\text{m}$), mesure qui est légèrement supérieure aux prévisions théoriques pour lesquelles $\sigma = 43 \mu\text{m}$.

Sur la caméra intensifiée nous avons voulu effectuer également une autre mesure afin de vérifier le comportement en fonction du gain et du temps d'intégration du signal. Dans ce cas, ce qui nous intéresse n'est pas le système optique en particulier, mais seulement la réponse de la caméra.

Nous avons donc effectué des mesure sur banc optique en utilisant un objectif de focalisation de 75 mm. Nous avons créé une source ponctuelle sur la caméra grâce à un laser et un diaphragme. Les mesures ont été de deux types :

- 1) en faisant varier le gain sur le photocathode nous avons mesuré la largeur de l'image sur la caméra en fonction des comptages (flux sur la CCD);
- 2) une fois le gain fixé, nous avons fait varier le temps d'intégration en effectuant la même mesure que celle du point 1. On expose ici le tableau des résultats:

V / photocathode	FWHM du profil (pixels)	Comptages	Contraste
500	0	80000	0 -
600	18	100000	~ 5 -
650	21	170000	~ 13 -
700	23	400000	~ 14 -
750	24	1200000	~ 10 -
770	24	2000000	~ 10 -
800	30	3700000	saturé

La première table montre qu'à partir de la détection du signal (600 V) on a une augmentation des comptages. La stabilité par rapport à la modulation signal / bruit est bonne jusqu'à la phase de saturation. Si on choisit un domaine de mesure avec le contraste > 10 la stabilité par rapport aux variations du gain est excellente avec une variation de trois pixels jusqu'à la limite de saturation. La stabilité de la zone présentant un contraste ~ 10 peut être appréciée en remarquant que la variation en fonction de V est inférieure au pixel. Cela nous permet de considérer que les mesures effectuées dans cette zone ne sont pas affectées par les effets d'intensité (ce qui évite, ainsi, les lissages sur plusieurs mesures en utilisant la formule 5.4.3).

Dans le deuxième cas, on a fait varier le temps d'intégration en fixant la tension de gain à V = 770. Les résultats sont:

Temps d'intégration	FWHM du profil (pixels)	Comptages	Contraste
10 μ sec	23	1300000	~ 10 -
2 μ sec	23	400000	~ 10 -

Les variations d'intensité données par la variation du temps d'intégration semblent, elles non plus, ne pas entraîner de variations de la réponse impulsionnelle.

5.5.3) *L'effet de la profondeur de champ*

Un autre aspect contribuant à la dégradation de la résolution est l'effet de profondeur de champ dû à l'inclinaison du radiateur RTO par rapport à la direction de propagation du faisceau. Dans la fig. (5.13) on peut voir que :

1) la taille apparente du faisceau ne dépend pas de l'angle de vue dans la direction de réflexion spéculaire; il n'est donc pas nécessaire de faire de corrections;

2) le plan objet n'est plus parallèle au plan image, ce qui implique que la transmission dans le système optique est affectée par l'erreur de profondeur de champ. On peut l'évaluer de la façon suivante:

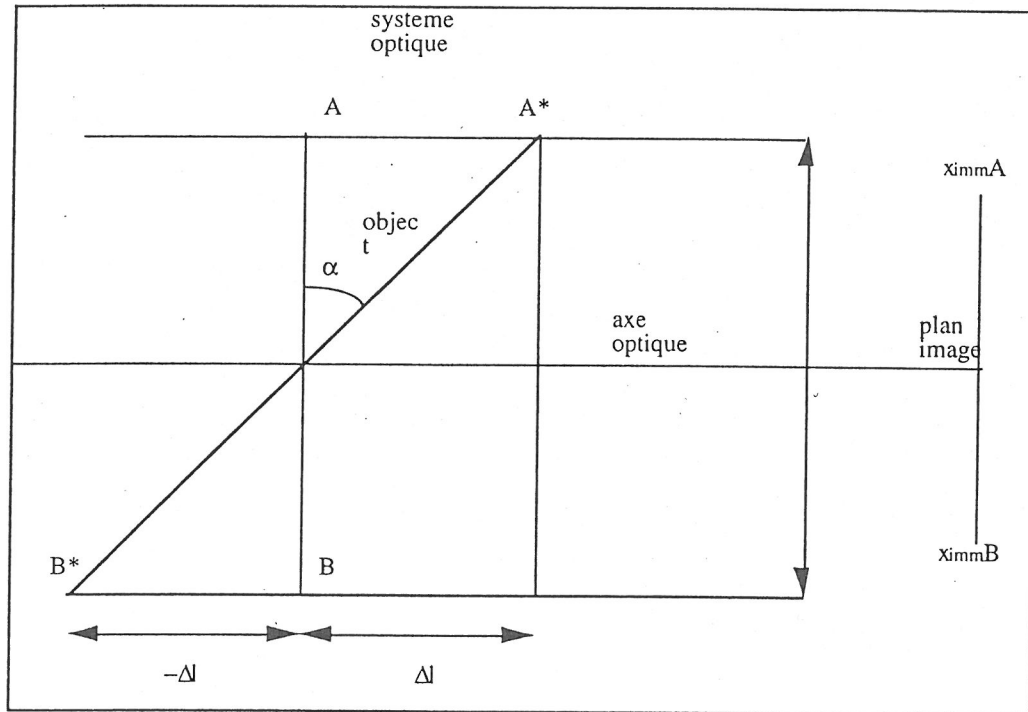


fig 5.13 -

En se référant à la fig. (5.13) on voit que l'équation pour le système optique, en forme matricielle, pour les points objet A e B est:

$$5.5.5) \quad \begin{bmatrix} x_{immA/B} \\ \theta_{immA/B} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{oggA/B} \\ \theta_{oggA/B} \end{bmatrix}$$

où les coefficients a expriment les caractéristiques du système optique. Si l'on considère les points objet du radiateur incliné A* et B* on aura:

5.5.6)

$$\begin{bmatrix} x_{immA*} \\ \theta_{immA*} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -\Delta l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{oggA*} \\ \theta_{oggA*} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} x_{immB*} \\ \theta_{immB*} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & +\Delta l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{oggB*} \\ \theta_{oggB*} \end{bmatrix}$$

En développant les produits on arrive aux:

5.5.7)

$$Imm = x_{immA*} + x_{immB*} =$$

$$a_{11}(x_{oggA*} + x_{oggB*}) + a_{12}(\theta_{oggA*} + \theta_{oggB*}) + a_{11}\Delta l(\theta_{oggA*} - \theta_{oggB*})$$

Dans le cas d'un radiateur non incliné où a vu que le système optique est conçu de sorte à annuler la contribution angulaire, c'est-à-dire en plaçant $a_{12} = 0$. Si l'on établit dans les deux équations $a_{12} = 0$ et si l'on se souvient que pour le point (1) on a que $x_{oggA*} = x_{oggA}$ e $x_{oggB*} = x_{oggB}$ on a:

5.5.8) $Imm = x_{immA*} + x_{immB*} = a_{11}(x_{oggA} + x_{oggB}) + a_{11}\Delta l(\theta_{oggB*} - \theta_{oggA*})$

Si l'on divise par la taille de l'objet qui n'est pas affectée par l'effet de profondeur on obtient:

5.5.9)

$$\frac{x_{immA*} + x_{immB*}}{x_{immA} + x_{immB}} = \frac{a_{11}(x_{oggA} + x_{oggB}) + a_{11}\Delta l(\theta_{oggB*} - \theta_{oggA*})}{a_{11}(x_{oggA} + x_{oggB})}$$

$$= 1 + \frac{\Delta l(\theta_{oggB*} - \theta_{oggA*})}{(x_{oggA} + x_{oggB})} = 1 + \frac{(\theta_{oggB*} - \theta_{oggA*})}{2tg\alpha}$$

Dans notre cas, donc, pour un objet de la taille minimale d'un mm, la correction sera de $\sim 70 \mu m$.

On peut conclure, en supposant que les contributions à la résolution s'ajoutent quadratiquement suivant :

5.5.10)

$$\sigma_{ris} = \sqrt{\sigma_{sys}^2 + \sigma_{pr.ch}^2}$$

que nous avons dans notre cas une résolution (σ) de:

$$5.5.11) \quad \sigma_{ris90\%} = \sqrt{(78)^2 + (70)^2} = \sim 104 \mu m$$

pour un objet d'un mm.

La précision dans les mesures de résolution est donnée par la dimension du pixel.

5.5.4) La calibration

On a vu le grand nombre d'étapes de la chaîne optique transformant l'objet (le faisceau) en image sur le plan de la caméra et donc en un signal analysable sur l'écran de l'ordinateur. Les mesures acquises fournissent un résultat en nombre de pixels à transformer dans la taille géométrique correspondante. Tous les éléments de la chaîne influent sur la détermination du rapport pixel / mm. La mesure de calibration a été effectuée au moyen d'une source lumineuse et d'un diaphragme qui permettait la focalisation du lobe de la tâche sur un pixel. Le dispositif utilisé était identique à celui employé pour les expériences. A l'aide d'un translateur "Microcontrol" d'un micron de précision nous avons déplacé la caméra en direction verticale et horizontale d'une quantité fixée; nous avons enregistré par la suite le nombre de pixels correspondant au déplacement. Afin d'éviter des erreurs de distorsion nous avons comparé les déplacements pris au centre de la CCD et ceux qui avaient été pris en couvrant toute la taille de la CCD. Le résultat final indique que la dimension numérisée du pixel est de:

37,5 microns dans le plan horizontal 37,8 microns dans le plan vertical.

5.6) Le chemin optique pour la mesure de longueur de paquet

Une autre partie importante dans le travail d'analyse optique a été développée pour le projet de la ligne optique pour la mesure de longueur de paquet. Dans la fig. (5.14) on peut voir un plan de l'injecteur TTF où on a mis en évidence la position du radiateur RTO et de la caméra à balayage de fente. Dans ce cas il y avait le problème de transporter le maximum de flux photonique émis par le radiateur RTO jusqu'à la caméra

camera a balayage de fente

10' millirad Camera Head

10' millirad Head

Optical fibre

RADIOMETER

= chemin optique

Cela représente une forte contrainte étant donné que pour des longueurs d'onde à la limite de la bande du visible la caméra à balayage de fente nécessite déjà à l'entrée de la fente un flux de photons équivalent à environ 800000 photons (voir fig.5.21). Bien évidemment, il est impensable de pouvoir transmettre la totalité du flux produit le long de la ligne optique jusqu'à l'entrée de la fente, l'important est donc de réduire au maximum les facteurs de perte. Comme nous n'avons pas disposé d'un code pour optimiser le flux transmis dans une ligne à éléments réels nous avons procédé en deux étapes :

- 1) le projet de la ligne optique par le moyen des lois de l'optique géométrique;
- 2) le calcul du flux transmis dans la configuration choisie.

Le problème principal à résoudre est de transporter l'objet représenté par le faisceau, qui au point de focalisation peut atteindre une taille minimale d'un millimètre environ, en un point image très réduit représenté par la fente de la caméra à balayage de fente. La largeur de la fente est de quelques dizaines de microns et caractérise la résolution de la caméra à balayage de fente. A partir de la fig 5.20 on peut voir que pour qu'il y ait une résolution de trois picosecondes environ la largeur maximale de la fente doit être de 100 microns environ. Il s'agit donc de réaliser une ligne optique qui optimise le flux photonique transporté avec un grossissement de 0,1. Cela est physiquement impossible si l'on veut essayer de focaliser le rayonnement dans la fente au moyen d'une lentille à petite focale, car la conservation de l'invariant de Lagrange [36] impose:

$$5.6.1) \quad \boxed{\frac{hu}{hu'} = 1}$$

où h et u indiquent la taille de l'objet et le petit angle marginal dans le plan objet et h' et u' les correspondants dans le plan image. Dans notre cas cela implique un grand angle de vue dans le plan image si on veut focaliser à la fois le rayon principal et le rayon marginal. Cela n'est pas faisable car il n'est pas possible de réaliser une lentille dont la focale est plus petite que son diamètre.

Afin d'optimiser la transmission du rayonnement de transition on a donc décidé de le faire seulement pour le rayon moyen exprimé par l'équation :

$$\boxed{\theta_f = \frac{\int_0^{\theta_0} f_{rto}(\theta) \theta d\theta}{\int_0^{\theta_0} f_{rto}(\theta) d\theta}}$$

Où θ_0 est l'angle défini par l'ouverture du système optique. Nous avons donc réalisé un logiciel qui permet de faire varier tous les paramètres de la ligne optique en fournissant seulement à la sortie les solutions où le rayon a été focalisé à l'intérieur de la fente de la caméra à balayage de fente. Etant donné l'ouverture angulaire importante de la source, le système est constitué d'une lentille de capture tout de suite après le hublot, de deux télescopes de transfert dans la ligne optique et d'une lentille qui focalise dans la fente de la caméra à balayage de fente. L'équation régissant un système à six lentilles est la suivante:

5.6.2)

$$\begin{bmatrix} x \\ \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L_7 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_6} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_6 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_5} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_4} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_3} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{bmatrix}$$

On a donc une équation à 11 inconnues (les six focales plus les sept longueurs de glissement) avec des contraintes géométriques imposées par les structures de l'injecteur (mur de protection, baies électriques, etc) et des contraintes physiques imposées par l'optique (la première lentille doit être posée à une distance du radiateur égale à sa focale de sorte à obtenir un faisceau le plus parallèle possible et la dernière lentille doit focaliser sur la fente de la caméra à balayage de fente). Dans le logiciel nous avons d'abord imposé les contraintes et ensuite on a fait varier tous les paramètres libres pour obtenir les solutions possibles. Parmi elles on a choisi celles qui nous semblaient à même de réduire l'aberration sphérique, c'est-à-dire celles où le système est symétrique par rapport à la source et à la caméra à balayage de fente. Après avoir dessiné la ligne optique, nous avons calculé le flux transmis à la caméra à balayage de fente. A l'aide du logiciel SOLTIS nous avons simulé la transmission du flux. Le résultat pour toutes les solutions proposées donne un nombre de photons limité car les pertes le long du chemin optique sont importantes. Cela est dû essentiellement à deux facteurs:

1) le système a une ouverture trop élevée. Cela est dû, bien évidemment, à la nécessité de recueillir le maximum de flux. D'autre part, surtout sur la première lentille, cette grande ouverture implique que les aberrations sont déterminantes et qu'elles agissent sur la dispersion des rayons.

2) Les contraintes structurelles impliquent des longueurs de glissement trop importantes sans qu'il y ait la possibilité d'insérer des éléments optiques. Cela implique que le long du parcours on perd les rayons affectés par des aberrations.

Les solutions pour ajuster la transmission du flux sont nombreuses, mais toutes très coûteuses (un système optimisé classique pour la transmission du flux peut nécessiter même une centaine de lentilles [41]!). On a donc choisi la solution optimale illustrée sur la fig. (5.15).

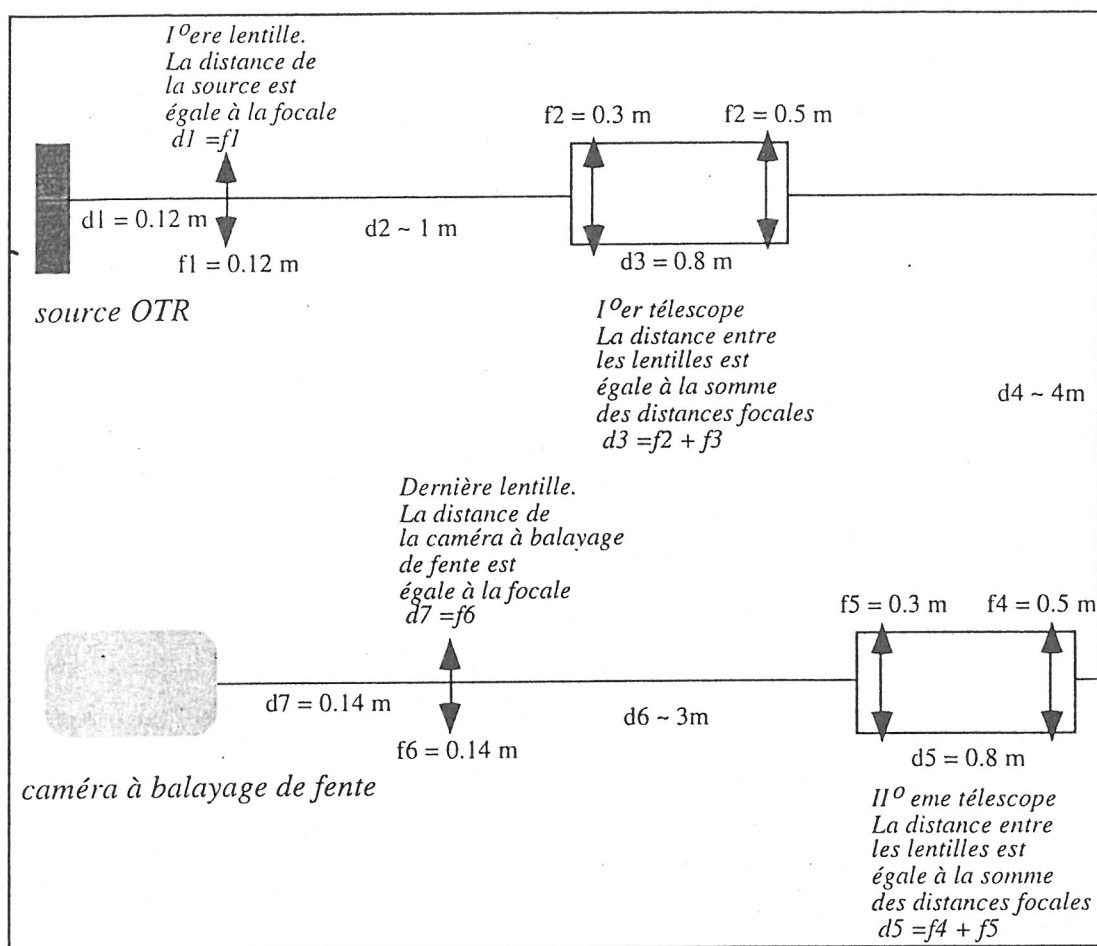


fig 5.15

On a effectué la simulation, pour cette configuration, en considérant les paramètres réels des lentilles à l'aide du logiciel SOLTIS¹⁴; on a introduit les pertes dues à la réflexion en tenant compte d'une couche antiréflexe sur tous les éléments optiques. Cela devrait garantir une transmission de l'ordre de 99,8%. Dans la fig. (5.16) on voit l'image formée par la ligne optique et les résultats de la simulation.

On voit que la solution optimale permet le transfert de plus de 30% du flux sur le plan image. De $5 \cdot 10^5$ photons produits et collectés par la première lentille on en aura donc $\sim 1.6 \cdot 10^5$ sur le plan image.

Afin d'imposer la forte contrainte due à la taille de la fente de la caméra à balayage de fente, on suppose qu'il y a une ouverture de $100 \mu\text{m}$. Cela entraîne une réduction ultérieure du flux transmis et l'estimation du nombre effectif des photons pour la mesure devient de $5 \cdot 10^4$ environ dans toute la bande optique, comme on le voit dans la fig. (5.16) où la simulation concerne le flux transmis dans le plan image dans les $100 \mu\text{m}$.

¹⁴ Etude effectuée en collaboration avec l'Institut d'Optique d'Orsay (IOTA)

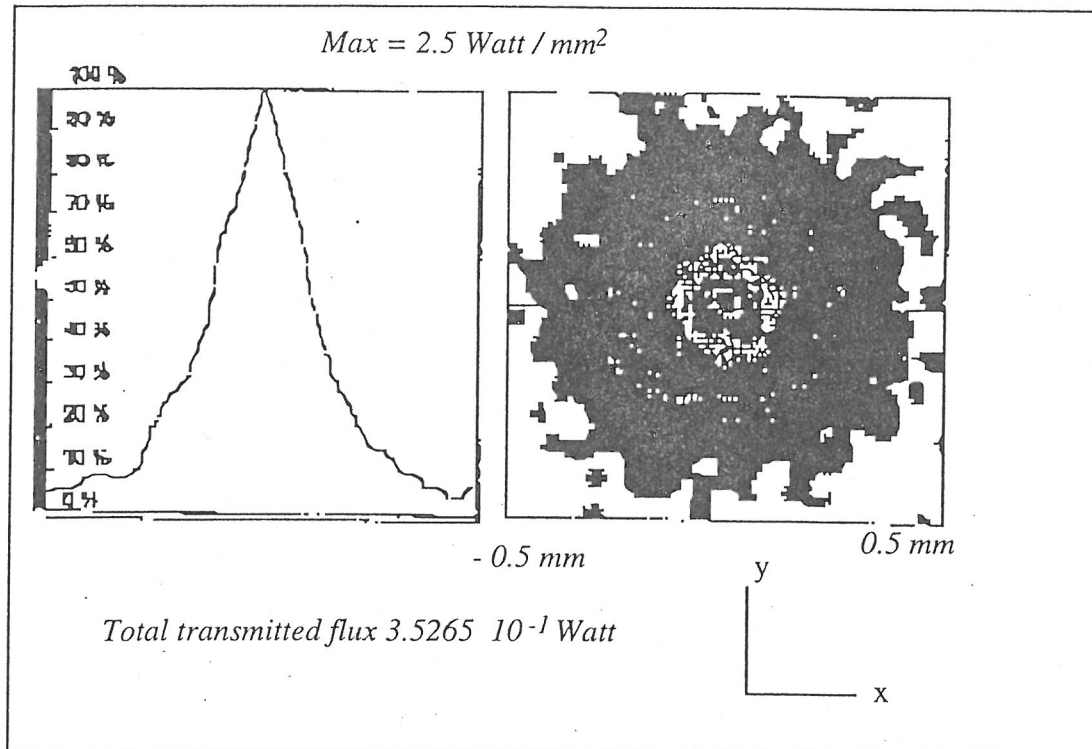


Fig 5.16 -

La fig. (5.21) montre que, pour ce nombre de photons incidents, on est à la limite de la sensibilité de la caméra à balayage de fente. Il faudra donc effectuer la mesure en tâchant d'éliminer les erreurs d'alignement qui provoqueraient une perte ultérieure de flux.

5.7) La dispersion du paquet. Résolution de la mesure.

La résolution de la mesure de longueur de paquet, tout comme celle de profil transverse, est affectée par plusieurs facteurs qu' il nous paraît déterminant d'évaluer :

- 1) l'élargissement du paquet dû à la dispersion de la vitesse de groupe dans les lentilles, dit GVD [42] (Group Velocity Dispersion) ;
- 2) le retard du front de l'impulsion par rapport au front de phase en fonction du rayon de la lentille [43], dit PTD (Propagation Time Difference) ;
- 3) l'instant d'émission différent dû à l'inclinaison du radiateur RTO par rapport à la direction du faisceau.

Pour ce qui est du premier point, l'allongement dû à la dispersion de la vitesse de groupe dans un milieu est donné par [42]:

$$5.7.1) \quad \Delta\tau = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} L \Delta\lambda$$

où $\Delta\lambda$ indique la bande de l'impulsion qui peut être exprimé comme $\Delta\lambda = \lambda / 2N$ avec $N = c\tau_p/\lambda$ où τ_p indique la longueur de paquet et n est l'indice de réfraction du milieu considéré. La contribution donnée par l'élargissement s'ajoute quadratiquement. On aura donc:

5.7.3)

$$\Delta\tau = \frac{\lambda^3}{2c^2\tau_p} \frac{d^2n}{d\lambda^2} L$$

$$\tau_s = \sqrt{\tau_p^2 + \Delta\tau^2} = \sqrt{\tau_p^2 + \left(\frac{\lambda^3}{2c^2\tau_p} \frac{d^2n}{d\lambda^2} L \right)^2} = \tau_p \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda^3}{2c^2\tau_p^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2} L \right)^2}$$

qui exprime la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde, où τ_p indique la longueur initiale du paquet et τ_s la longueur finale. La quantité $\lambda^3 d^2n/d\lambda^2$ peut être évaluée en considérant la dérivée du deuxième ordre de la fonction:

$$5.7.4) \quad n = \sqrt{1 + \frac{a\lambda^2}{\lambda^2 - d} + \frac{b\lambda^2}{\lambda^2 - e} + \frac{c\lambda^2}{\lambda^2 - f}}$$

où les quantités a, b, c, d, e, f sont des fonctions du matériau de composition de la lentille et sont fournies par le catalogue [38].

Dans le cas des doublets obtenus du silice fondue et en travaillant à une fréquence de centre bande de 450 nm, on a que $\lambda d^2n/d\lambda^2 = 0,45 \mu\text{m}^{-1}$. Avec une épaisseur moyenne de 1 cm par lentille la correction est insignifiante, c'est-à-dire de l'ordre de 0,1%. L'effet de la dispersion calculé pour le vide est négligé car, bien que la distance dans le vide soit considérable, la dispersion caractéristique est assez réduite au point que les effets calculés sont très faibles.

Des effets plus importants peuvent se produire lorsqu'on considère la dispersion due à la différence entre le front de phase et le front de l'impulsion. Le retard entre le front de phase et de l'impulsion est donné par la différence entre la vitesse de groupe et celle de phase de la lumière dans le milieu constituant la lentille.

Il peut être exprimé au moyen de l'équation [44]:

$$5.7.5) \quad \Delta\tau_p = \frac{r_0^2 - r^2}{2cf_0^2} \lambda_0 \left. \frac{df}{d\lambda} \right|_0$$

où r_0 indique le rayon de la lentille, r la distance du rayon de l'axe optique dont on souhaite considérer le retard par rapport au rayon marginal (au cas où on voudrait évaluer le retard maximal on aurait donc $r = 0$) et f la focale de la lentille.

Nous avons calculé que si la dispersion chromatique est considérable (lentilles non achromatiques ayant un grand rayon) l'effet peut être important et arriver à provoquer une distorsion du paquet de quelques picosecondes. Si, par contre, on utilise des lentilles achromatiques le facteur $df/d\lambda$, à savoir la dispersion de la focale en fonction de la longueur d'onde, est faible et la distorsion négligeable (de l'ordre d'une centaine de femtosecondes).

C'est l'une des raisons pour lesquelles on a décidé d'équiper la ligne optique d'éléments achromatiques.

L'effet d'inclinaison du radiateur RTO par rapport à la direction du faisceau a été déjà traité [45], mais, à notre avis, sur des bases erronées. On rappelle tout d'abord que, pour améliorer la transmission du flux, il faut réduire au maximum la taille du faisceau dans le plan objet.

Afin de trouver le réglage du triplet qui permet d'obtenir la taille minimale sur le radiateur RTO, on a effectué une simulation à l'aide de TRANSPORT et on a opéré au moyen d'un ajustement. Après avoir obtenu le réglage des Q-pôles, on a simulé à l'aide de PARMELA la situation expérimentale (voir fig.5.17). On peut voir que la taille transverse du faisceau est de l'ordre du millimètre.

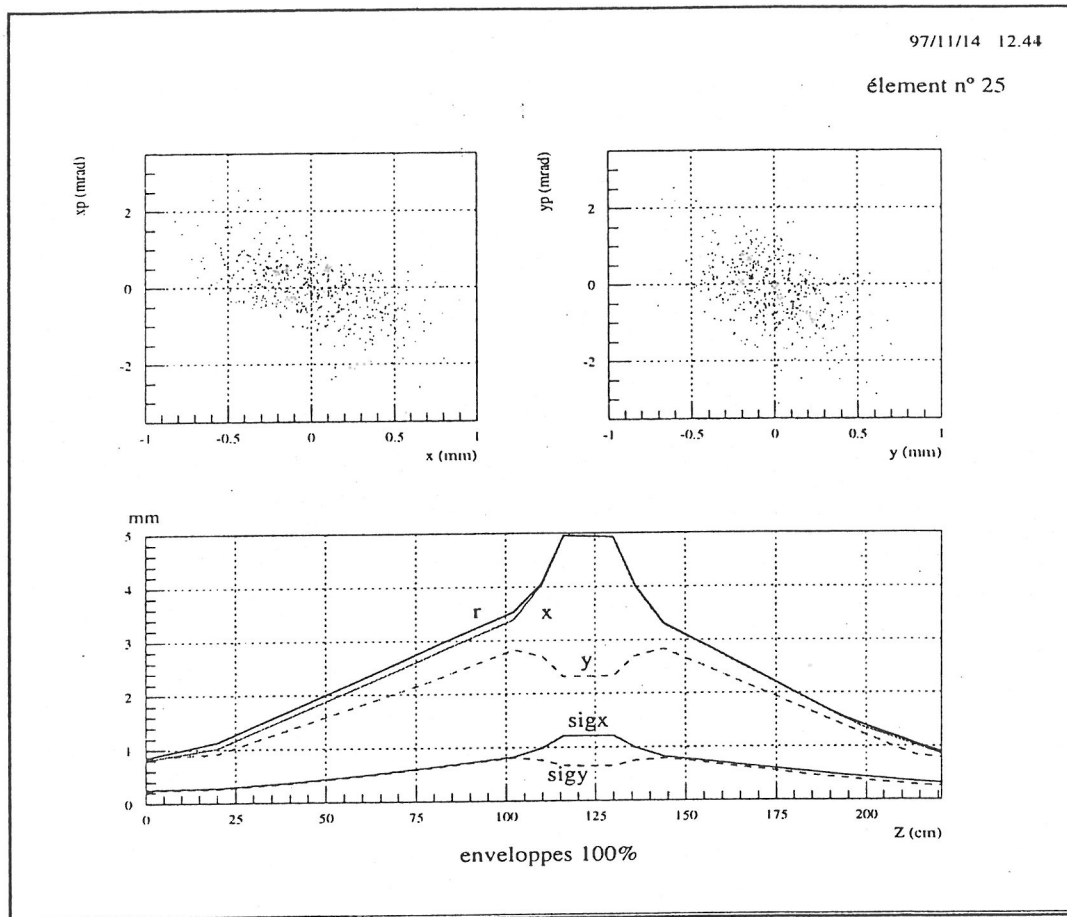


fig 5.17 -

Considérons maintenant la figure (5.18) où est représenté le faisceau à son arrivée sur le radiateur RTO. Les instants t_1 , t_2 , t_3 représentent le faisceau à l'entrée, au milieu et à la sortie du radiateur. Par commodité on a stylisé le faisceau avec une représentation en losanges. On peut donc voir que l'émission, qui se déroule au point de contact entre le faisceau et le radiateur dans les différents instants, au cas où le côté du losange aurait un angle inférieur à 45 degrés, se produirait pendant le temps de franchissement de la longueur réelle du faisceau. L'effet d'inclinaison du radiateur ne devrait pas entraîner d'importantes corrections.

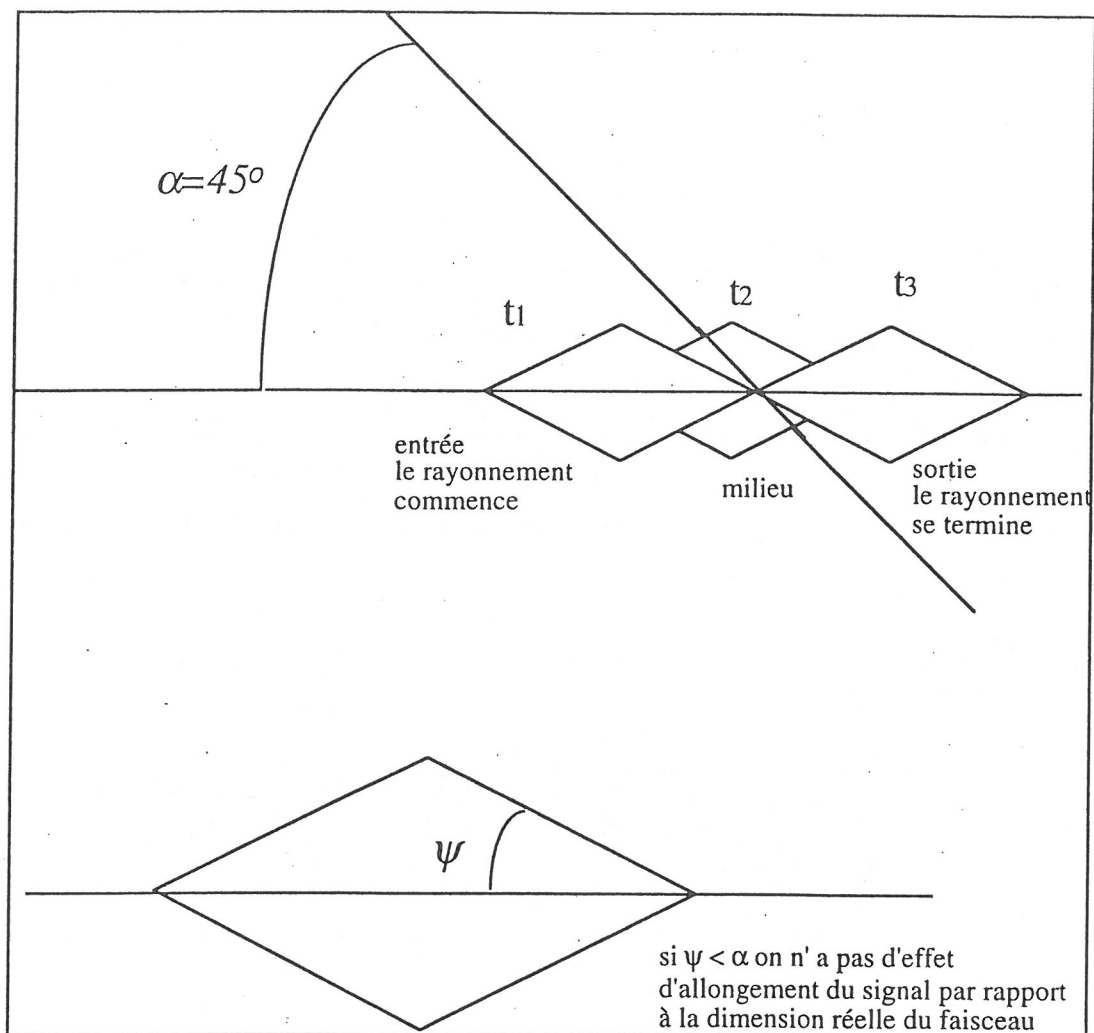


Fig 5.18 -

En conclusion, on peut dire que le choix d'éléments achromatiques ayant une faible dispersion de focale par rapport à la longueur d'onde nous permet de négliger les effets d'allongement de paquet, la dispersion de la vitesse de groupe et l'effet d'inclinaison étant négligeables.

5.8) L'instrumentation - L'acquisition d'images

En ce qui concerne les aspects techniques des mesures, il nous semble opportun d'illustrer brièvement les caractéristiques de l'instrumentation et du logiciel d'acquisition utilisés. Quant à l'instrumentation, on se penchera uniquement sur les composantes principales, c'est-à-dire la caméra intensifiée, la caméra à balayage de fente et les lentilles qui composent les systèmes optiques.

5.8.1) La caméra intensifiée

La caméra intensifiée utilisée est un modèle 4 Quick 05 de la Stanford Computer Optics [40]. Les caractéristiques principales sont données par la sensibilité élevée aussi bien que par la possibilité de faire varier le temps d'exposition de la mesure au moyen de différentes fenêtres dont la limite inférieure est de 5 nsec (trigger externe) ou 50 nsec (trigger interne). Elle est constituée par une photocathode de type S20 (dans la figure (5.19) on voit la réponse spectrale) et par une galette microcanaux (MCP) de 18 mm de diamètre.

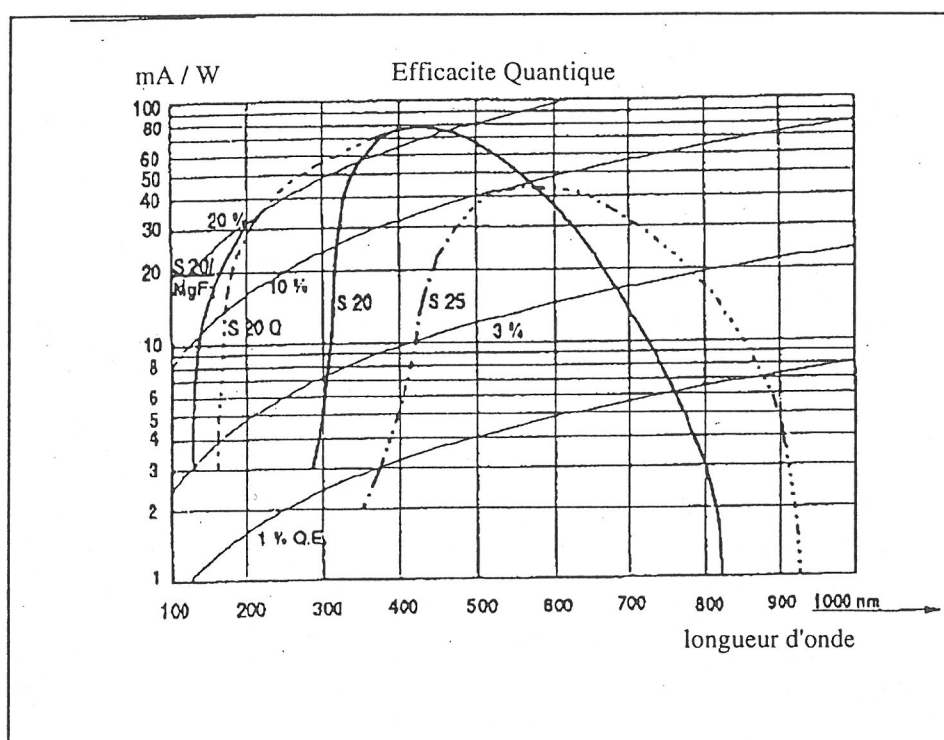


fig 5.19 -

Le gain photonique est de 10^6 environ et il est obtenu à la tension maximale de 1000V. On peut programmer tant la durée de l'impulsion d'intégration que le retard par rapport au trigger avec des pas de 50 nsec. On expose ci-après une table où figurent les caractéristiques principales indiquées par le constructeur:

CCD -VIDEO		
	nombre de pixels	752 (h) * 528 (v)
	zone image	6 mm * 4.5 mm
	résolution	plus de 550 lignes télé
	rapport signal-bruit	46 dB @ 0.5 mLux
	sensibilité	1 μ Lx (out 1 Vpp)
photocathode		
	type	S20
	bande	300-820 nm
MCP		
	phosphore de couplage avec la CCD	de 6 * 4.5 mm à 14.4 * 10.8 mm il n'y a pas de distorsion!
	voltage	de 0 à 1000 V
temps d'intégration		
	domaine	5 nsec (trigger externe), 50 nsec jusqu'à 8 sec (trigger interne)
	retard	de 0 à 8 sec avec des steps de 50 nsec et jitter de 25 nsec

Sur la fig. (5.10) on peut voir le FTM de la caméra mesuré avec et sans amplification.

5.8.2) La caméra à balayage de fente

La caméra à balayage de fente utilisée est un modèle ARP RGM-SC1 [46]. Elle est caractérisée par une photocathode S20 dont la taille est de 4 x 12 mm. Le système permet de faire des acquisitions du profil du faisceau au moyen de l'acquisition en mode statique et d'effectuer des mesures de la longueur de paquets par le moyen de la transformation du signal temporel en signal spatial obtenue au moyen d'un deflecteur électrostatique alimenté par une "rampe" de tension: l'amplitude de la deflexion étant liée linéairement à la phase du photoélectron. Dans la table suivante on expose les caractéristiques principales de la caméra à balayage de fente:

Tuyau				
		optique d'entrée	ARP - grossissement 0,5	
		résolution statique FWHM avec intensificateur	70 +/- 4 μm @ 720 nm 100 +/- 10 μm @ 360 nm	
		résolution statique FWHM sans intensificateur	56 +/- 2 μm @ 720 nm	
		sensitivité de déflexion	61,5 V/cm @ $V_{ph} = -5\text{kV}$ 50,1 V/cm @ $V_{ph} = -4\text{kV}$ 38,1 V/cm @ $V_{ph} = -3\text{kV}$	
résolution temporelle en mode monocoup				
@ 720 nm	résolution ps	vitesse de déflexion ps/mm	signal / bruit	V / mcp
	1,5 +/- 0,3	10,9	5 - 10	665 V
	1,8 +/- 0,4	10,9	10 - 20	665 V
	2,1 +/- 0,4	10,9	> 20	665 V
@ 360 nm				
	2,4 +/- 0,4	10,9	~ 5	665 V
	2,8 +/- 0,4	10,9	10 - 20	665 V
	2,7 +/- 0,5	10,9	10 - 20	665 V

Quelques mesures ont également été effectuées en laboratoire afin d'établir deux caractéristiques déterminantes :

- 1) la résolution obtenue en fonction de l'ouverture de la fente,
- 2) la sensibilité de la caméra à balayage de fente, c'est-à-dire le flux photonique minimal qui permet une acquisition en mode dynamique, en fonction de la longueur d'onde. Les résultats sont illustrés dans les figures (5.20) et (5.21).

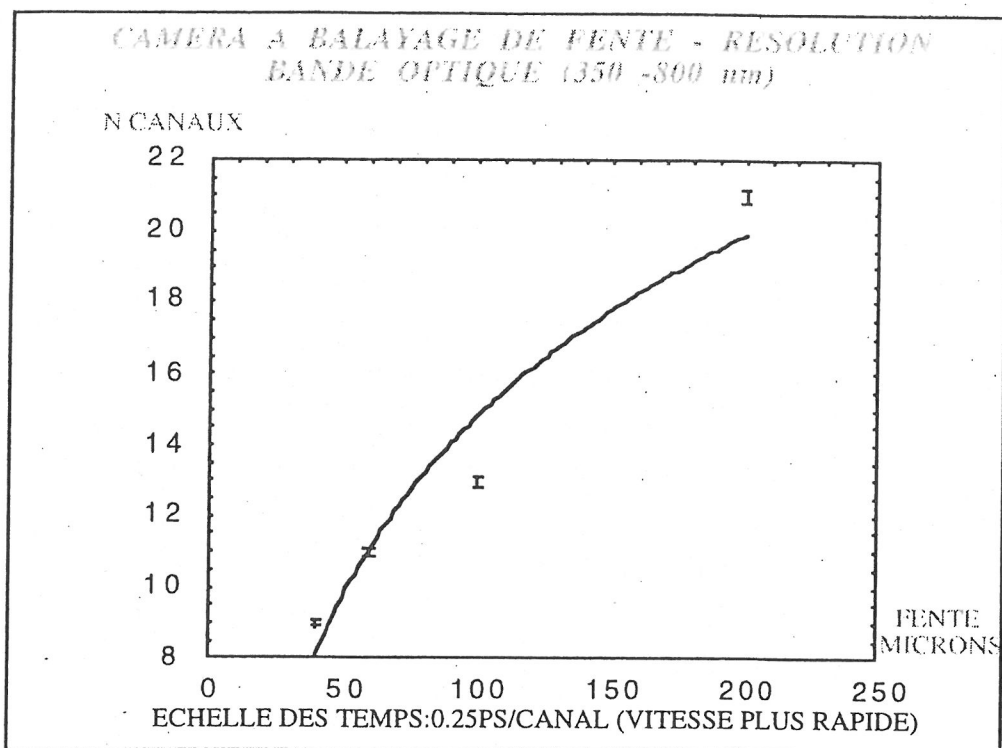


fig 5.20

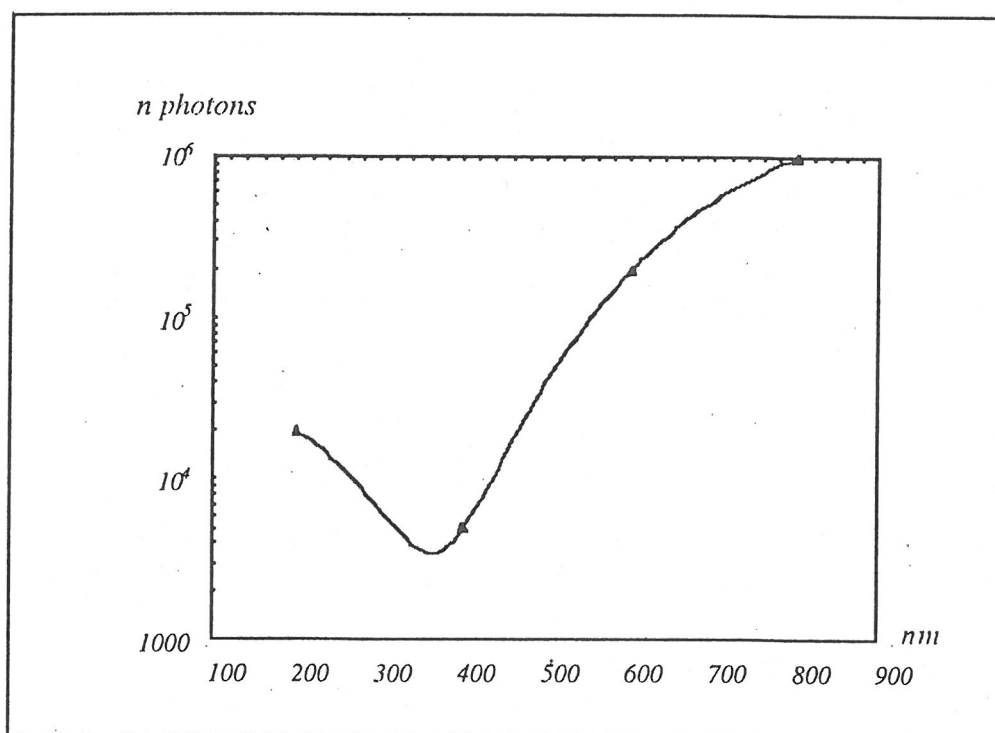


fig 5.21

5.8.2.1) La carte de trigger pour la caméra à balayage de fente

La carte électronique [47] qui déclenche le signal du trigger pour la caméra à balayage de fente est une adaptation de celle qui a déjà été utilisée sur le laser à électrons libres CLIO. La carte a été développée pour réduire le jitter du signal de déclenchement avec le faisceau lui même. A cette fin on utilise trois niveaux de synchronisation: le premier est donné par le signal de référence du Linac, le deuxième et le troisième sont déclenchés par la fréquence HF (216 Mhz) du prégroupueur. Un premier niveau de synchronisation entre le signal de référence et la HF est réalisé par une bascule rapide. Un étage de retard programmable permet des décalages par pas. Un deuxième étage est réalisé par une bascule très rapide déclenchée par le deuxième signal HF. Ce signal peut être déphasé de 360° . La sortie donne un signal synchrone de la HF où le jitter est réduit par les deux synchronisations au niveau de 6 ps environ. Il peut être positionné à l'intérieur de la macroimpulsion par pas de 1 ns et de demi-période HF. En plus, il y a la possibilité de se déplacer de demi-période HF de manière continue. Le plan synoptique est illustré dans la fig. (5.22).

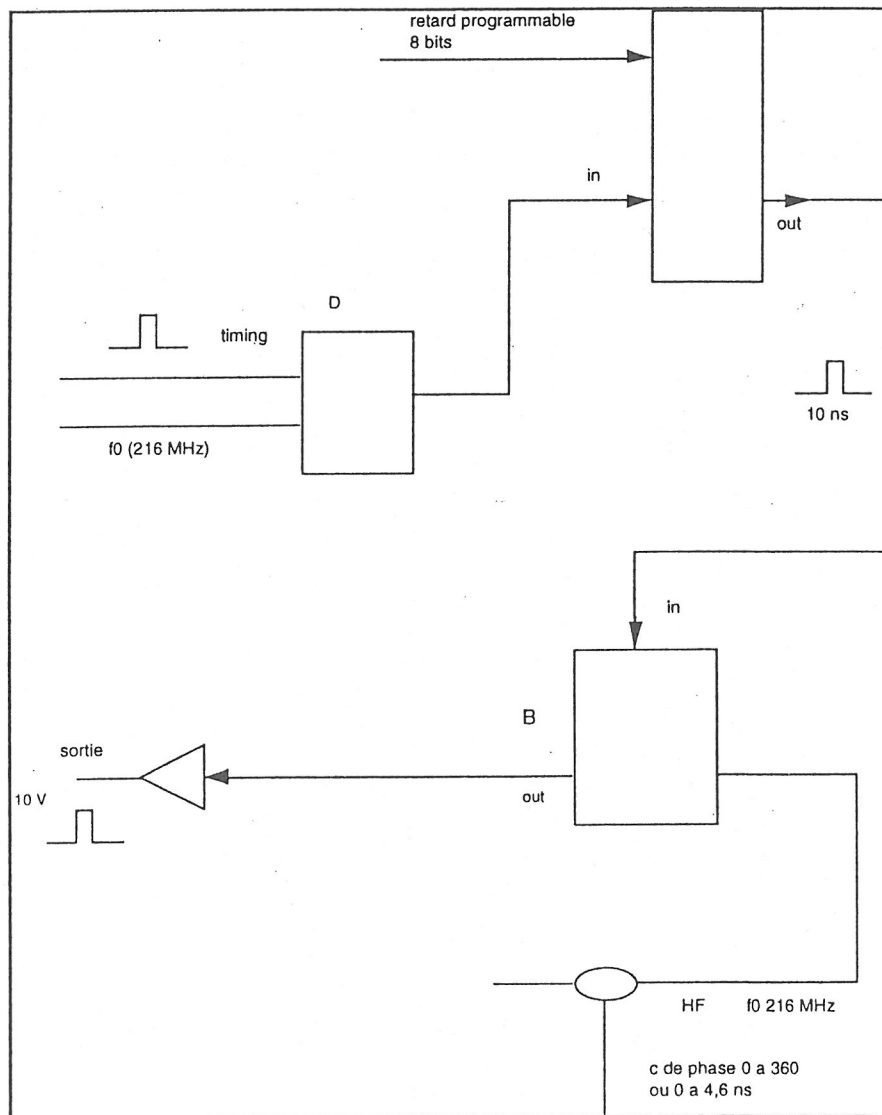


Fig 5.22

5.8.3) Les lentilles

Comme on l'a dit précédemment, les lentilles utilisées sont toutes des lentilles achromatiques. On a choisi les lentilles MELLES GRIOT de la série LAO. On donne ci-après les éléments choisis pour la mesure de profil et de longueur de paquet avec leurs caractéristiques respectives.

MESURE DE PROFIL				
type	focale mm	diamètre mm	épaisseur mm	ouverture = f/D
01LA0225	200	40	10,6	5
01LA288	400	40	8	10
MESURE DE LONGUEUR DE PAQUET				
01LA0225	200	40	10,6	5
01LA288	300	82	19,6	3,66
01LA0267	400	40	8	10
01LA0346	500	63	12	7,94

5.8.4) Le système d'acquisition

Les caractéristiques du système d'acquisition des images pour la mesure de l'émittance ont été imposées par les différents standards choisis par la collaboration TTF [48]. Il fallait, donc, disposer d'un système qui tourne sur le système d'acquisition en temps réel Unix VxWorks, qui utilise pour l'électronique le standard VME et qui soit compatible avec le système de contrôle commande EPICS. Pour ce dernier aspect, puisque EPICS ne permettait pas de trouver une solution à un prix raisonnable, on a choisi de développer, pour ce qui concerne l'interface graphique, un système normalisé au standard X Window Motif et un logiciel spécifique pour ce qui concerne le contrôle de la carte de numérisation. La carte de numérisation du signal vidéo choisie en conformité avec les contraintes de prix et de compatibilité est une carte ELTEC. La chaîne Hardware d'acquisition est illustrée sur la fig. (5.23).

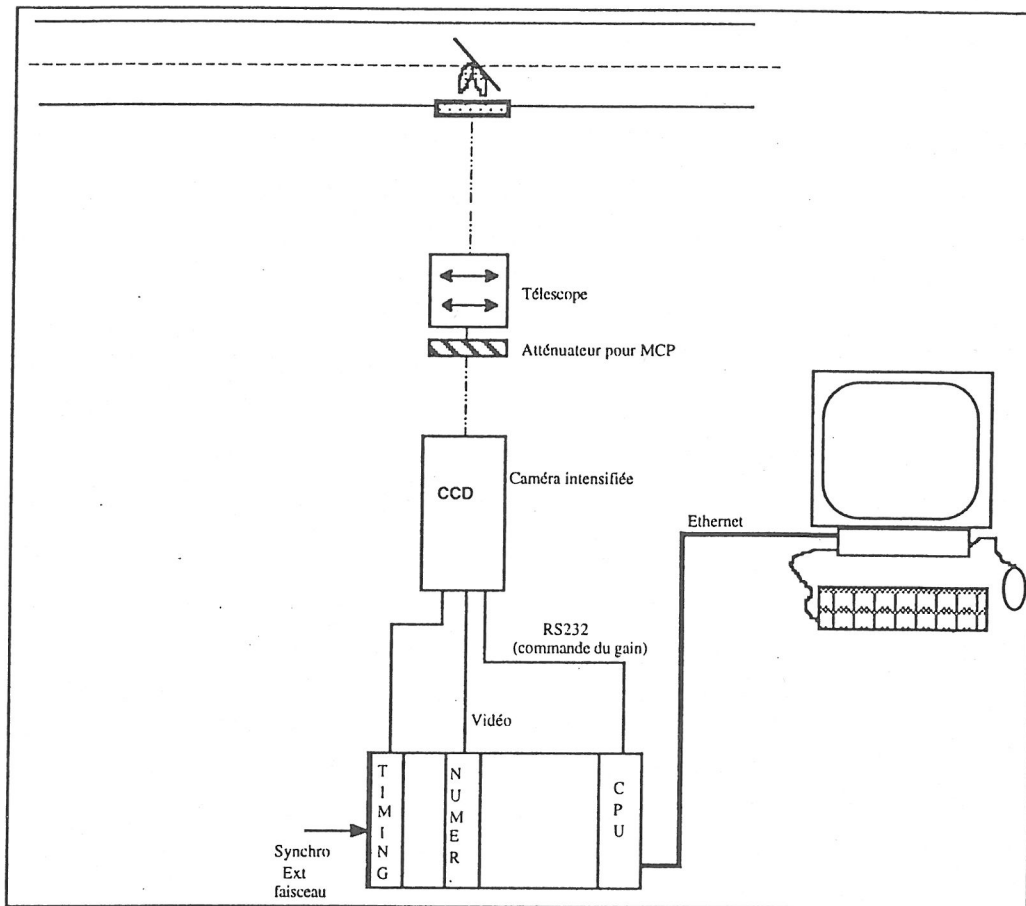


fig - 5.23 Schéma des mesures effectuées

Les performances requises pour le logiciel: effectuer les acquisitions dans le délai le plus court possible et relier la station de travail SUNOS avec le chassis d'acquisition VME. Ce but a été atteint par le moyen de la librairie de communication Cm, développée au LAL sous TCP-IP. Le logiciel ONX a permis le développement de l'interface graphique sous le standard XWINDOWS [49]. Un synoptique de la liaison client-serveur est exposé dans la fig(5.24).

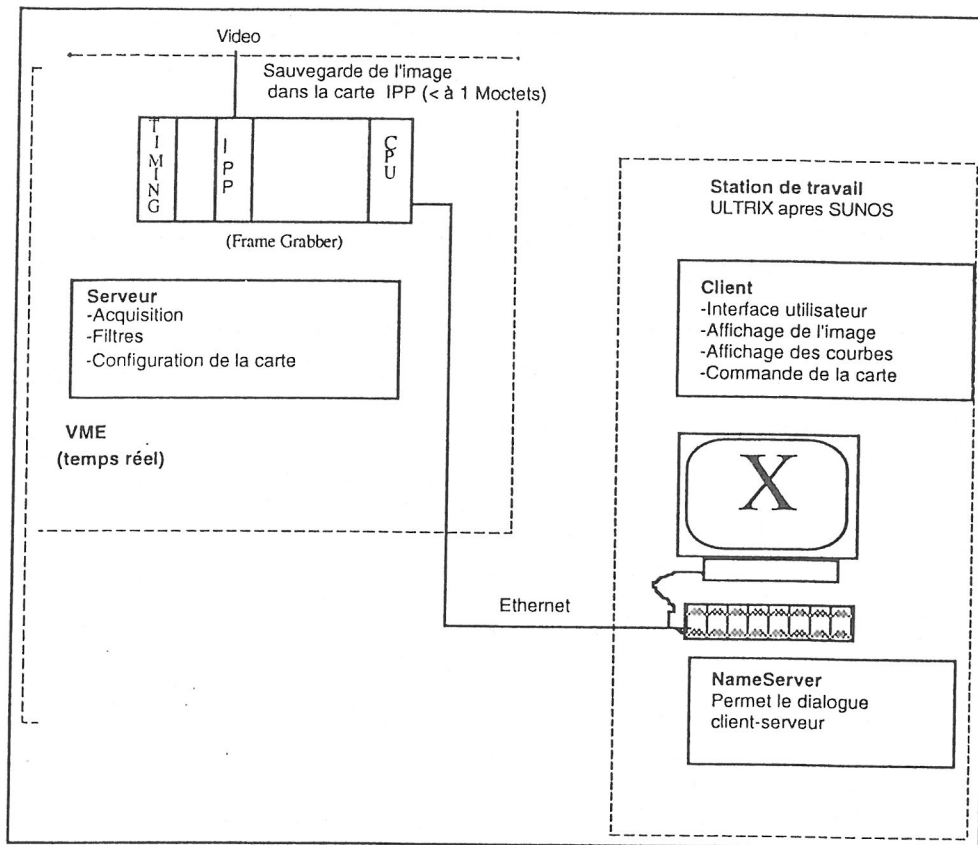


fig 5.24

Le logiciel d'acquisition [49] remplit, entre autre, les tâches suivantes :

- 1) configuration de la taille de l'image en fonction du nombre de pixel de la CCD. Le standard est 640 X 512;
- 2) réglage du niveau du gain et d'offset du signal numérique;
- 3) acquisition en mode monocoup avec synchronisation externe;
- 4) réglage à distance des caractéristiques de la CCD intensifiée: Gain (tension sur la photocathode), temps d'intégration et retard du déclenchement par rapport au signal de synchronisation;
- 5) traitement de l'image par le moyen de filtres numériques permettant d'éliminer le bruit de fond, le lissage du profil, la soustraction d'une image de fond et le choix d'un seuil numérique pour le calcul du centre de masse de l'image;
- 6) introduction du rapport de calibration pixel / mm;
- 7) introduction, au niveau du calcul, de la mesure de la résolution du système optique;
- 8) sauvegarde des images, affichage d'un profil;
- 9) possibilité d'acquisitions multiples;

5.9) L'échauffement du radiateur RTO. Limite d'endommagement.

Une analyse essentielle pour les mesures effectuées au moyen du rayonnement de transition optique est le calcul de la variation de température, globale aussi bien que locale, provoquée par l'énergie déposée lors du passage du faisceau, qui dans la totalité de la macroimpulsion de 800 μs atteint une charge remarquable ($\sim 2 \mu\text{C}$). On a donc calculé l'augmentation moyenne de la température tout le long de la macroimpulsion. Ensuite pour évaluer les effets locaux on a calculé les différences dans l'énergie déposée en fonction de la profondeur et du rayon dans le radiateur.

1) Echauffement dans la macroimpulsion

La structure du faisceau de TTF est donnée par des macroimpulsions de 800 μs de la charge de $4 \cdot 10^{13} \text{ e}^-$ par impulsion. Le dépôt d'énergie dans l'Aluminium pour des électrons de 10 MeV est de 1,62 MeV/g cm^{-2} . L'échauffement pour un faisceau gaussien d'écart type σ_0 est:

$$5.9.1) \quad \Delta Q = \frac{dE}{dx} \Delta x \frac{N}{2\pi\sigma^2} \iint e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} dx dy$$

où dE/dx est le dépôt d'énergie par unité d'épaisseur, Δx est l'épaisseur du radiateur et N le nombre total d'électrons. Si l'on prend le faisceau de diamètre 2σ , on considère environ les 70% de la charge totale. L'échauffement total peut s'exprimer par:

$$5.9.2) \quad \Delta Q = 0.7 \frac{dE}{dx} \Delta x N$$

soit 56 mJoules pour un radiateur de 20 microns d'épaisseur. L'augmentation de température pendant l'impulsion est alors:

$$5.9.3) \quad \Delta T = \frac{\Delta Q}{\pi\sigma^2 c_p \rho \Delta x}$$

ou c_p = chaleur spécifique ; ρ = densité de charge

Dans le cas de la macroimpulsion de TTF l'élévation de la température est de ~ 370 degrés. La température de fusion de l'Aluminium étant de 660 degrés, on évite la destruction du radiateur, mais pas la déformation par la chaleur. Pour réduire cet effet on peut supposer de travailler avec une largeur de macroimpulsion réduite. Si l'on prend par exemple $50 \mu s$ l'élévation de la température n'est plus que 46 degrés pour $\sigma = 0,7 \text{ mm}$ et 22,5 degrés pour $\sigma = 1 \text{ mm}$.

Pour ce qui concerne l'échauffement dans la macroimpulsion on peut donc conclure que le fonctionnement avec une macroimpulsion réduite ($\sim 50 \mu sec$) permet d'effectuer la mesure d'émittance en toute tranquillité aussi pour des faisceaux assez focalisés ($\sigma = 0,7 \text{ mm}$) sur le radiateur.

2) Echauffement moyen (impulsions de $50 \mu s$)

Afin d'être sûr qu'en régime permanent il n'y a pas d'effets considérables d'accroissement de la température, on a calculé l'énergie déposée en tranches de 4 microns le long de l'épaisseur du radiateur RTO ainsi que la dépendance de la température en fonction du rayon de la distribution de charge. En ce qui concerne la dépendance en z , l'énergie déposée est constante le long de l'épaisseur de la feuille d'aluminium (simulation E. G. S.). Dans cette hypothèse le calcul du gradient de température entre le centre du faisceau et son rayon a donc fourni une variation de 3%, à savoir un effet négligeable [50].

La temperature d'équilibre calculé pour une suite répétitive de macroimpulsions avec les formules indiquées en [45] a fourni un resultat negligeable pour une fréquence de repetition de 1 Hz.

On peut donc conclure que le fonctionnement avec des impulsions ne dépassant pas les $50 \mu s$ est adapté à la mesure d'émittance.

CHAPITRE 6

Les Mesures

Dans les chapitres précédents nous avons passé en revue toutes les phases de préparation pour les mesures sur l'injecteur de TTF. Nous avons analysé les caractéristiques du rayonnement de transition sous l'aspect théorique pour passer par la suite à la description de la méthode choisie pour déterminer l'émittance du faisceau. L'analyse théorique et expérimentale de la totalité des aspects de l'optique inhérents à la mesure a été le sujet du chapitre précédent. Au cours de ce dernier chapitre on présente les mesures effectuées sur le faisceau de l'injecteur de TTF.

Compte tenu de difficultés survenues dans la phase de mise en route, le temps laissé à notre disposition a été assez réduit. Nous avons été confrontés à plusieurs problèmes techniques pour le réglage du Linac au cours des sessions expérimentales. Voici les principaux problèmes que l'on a rencontré:

1) Tant dans les sessions consacrées à la mesure d'émittance qu'à celles de la longueur de paquet on a enregistré un mauvais fonctionnement de la cathode. Dans les cas où nous avons réussi à travailler à une valeur de courant proche de la valeur nominale, cela a été fait au détriment des paramètres normaux d'émission de la cathode elle même. En pratique, nous avons obtenu le courant voulu soit en augmentant la tension appliquée, soit en chauffant la cathode.

2) En travaillant dans un régime de charge très faible dans la microimpulsion, mais élevé dans la macroimpulsion, les dispositions de sécurité appliquées à l'injecteur sont assez restrictives. Ces dispositions, qui ont sans aucun doute le mérite de protéger les composants du Linac d'une perte éventuelle de faisceau sur les parois, ont toutefois entraîné pas mal de problèmes dans l'utilisation du spectromètre. Cela a rendu difficile la détermination de la dispersion en énergie et donc l'optimisation du faisceau lui-même au cours des mesures de l'émittance.

Malgré le temps disponible réduit nous avons recueilli suffisamment de données pour pouvoir caractériser du point de vue dynamique le faisceau lui-même en déterminant l'émittance, la longueur de paquet et la dispersion en énergie. De plus, l'emploi d'une camera intensifiée nous a permis de:

1) mesurer l'émittance correspondant à des tranches de 8 microsecondes dans la macroimpulsion.

2) effectuer une analyse du comportement du faisceau à l'intérieur d'une macroimpulsion de $30\text{ }\mu\text{s}$ (juste en dessous de la limite imposée par les conditions d'échauffement du radiateur RTO - voir § 5.9).

Nous commencerons donc par illustrer les résultats de la mesure d'émittance. Par la suite, tout en demeurant dans le domaine des coordonnées transverses, nous présenterons les résultats et les considérations faites à propos de l'analyse du comportement du faisceau le long de la macroimpulsion. On se concentrera enfin sur la mesure de longueur de paquet. Dans ce cas nous expliquerons les raisons pour lesquelles nous avons renoncé à utiliser le rayonnement de transition et décidé de passer au rayonnement Cherenkov. Nous décrirons brièvement le radiateur Cherenkov et on conclura enfin avec les résultats obtenus.

6.1) Les mesures d'émittance

Les mesures d'émittance sont présentées en deux parties. La première correspond à l'énergie nominale de l'injecteur, c'est-à-dire $\sim 10\text{ MeV}$ en intégrant l'information lumineuse sur une durée de $30\text{ }\mu\text{s}$ ou sur des intervalles de $8\text{ }\mu\text{s}$ dans la macroimpulsion. La deuxième se rapporte à des mesures effectuées à énergies différentes et à l'analyse du comportement du faisceau le long de la macroimpulsion.

6.1.1) Les mesures à 10 MeV

Au cours de la première session nous avons effectué quelques mesures à une énergie de $\sim 10\text{ MeV}$ qui représente l'énergie nominale de l'injecteur. Les mesures qui nous paraissent significatives (certaines mesures ont été malheureusement rejetées car un mauvais fonctionnement du réseau du logiciel a engendré une superposition de plusieurs images pendant l'acquisition) sont au nombre de quatre. Dans leur succession on peut voir comment le mauvais fonctionnement de la cathode et l'optimisation progressive de la dispersion d'énergie ont affecté les résultats. Dans tous les cas, en effet, la valeur de courant a été obtenue soit en chauffant le filament sur la cathode, soit en augmentant la tension de grille, tout cela au détriment bien évidemment de la qualité du faisceau. Après chaque mesure nous avons donc cherché à optimiser la mesure suivante au moyen du réglage de l'optique et des composants HF.

Dans la première mesure (em1) le faisceau a été réglé uniquement en optimisant le coefficient de transmission dans la ligne directe. Le courant a été amené à la valeur de 7,5 mA en chauffant la cathode. Le temps d'ouverture de la caméra intensifiée a été fixé pour intégrer le signal provenant de toute la macroimpulsion de 30 microsecondes. Nous avons fait varier le signal de déclenchement avec la précision d'une microseconde pour régler le début du front de montée. La tension de gain a été fixée à 680 V au moyen d'un réglage sur quelques images acquises. Cela nous permet d'être loin de la zone de saturation (~ 880 V) déterminée au § 5.2.2, et en même temps d'avoir une bonne image et un bon rapport signal / bruit. Un contrôle ultérieur de la variation des largeurs FWHM a été fait en faisant varier la tension dans un domaine de 100 V étant donné que nous n'avons pas remarqué d'effet macroscopique (variation de l'ordre de 2 pixels).

A partir des valeurs mesurées de l'émittance pour (em1) on peut remarquer que:

1) Les valeurs de l'émittance "90%", $\sim 23 \pi$ mm mrad en x et $\sim 29 \pi$ mm mrad en y, sont supérieures ($\sim 20 / 50$ % de variation) aux prévisions théoriques et aux simulations ($\sim 19 \pi$ mm mrad dans les deux plans). Cela peut être expliqué par le comportement très instable du faisceau qui se manifeste par des oscillations sur le radiateur RTO. Nous avons aussi constaté un déplacement du faisceau dû à un mauvais alignement en faisant varier le gradient dans le triplet (dans les considérations générales nous mettrons en relief comment cela peut affecter le résultat final). En plus on verra (§ 6.2) que, pour plusieurs motifs, les résultats fournis par les simulations peuvent présenter des variations et ne présentent pas une valeur absolue.

2) Il existe une variation de l'ordre de 20% entre les deux plans. La valeur la plus importante, dans le plan Y, peut être expliquée par le plus grand déplacement du centre de masse en vertical observé en faisant varier le gradient du triplet. De plus, le faisceau lui-même présente une asymétrie par rapport aux deux coordonnées, comme on peut voir sur la fig.(6.1) où on affiche les profils relatifs acquis sans alimenter le triplet. On peut remarquer, dans la dimension verticale, la présence d'une longue queue.

3) Il y a dans cette mesure une réduction inexplicable de la valeur FWHM par rapport à la valeur à 50% de l'intensité. Cela peut être expliqué uniquement si l'on suppose un faisceau non gaussien, avec de longues queues et un lobe très accentué ou bien si dans certaines images il y a eu une coupure des données acquises. Puisque l'image échantillon ne présente pas de distributions anormales, nous avons privilégié des défauts du logiciel.

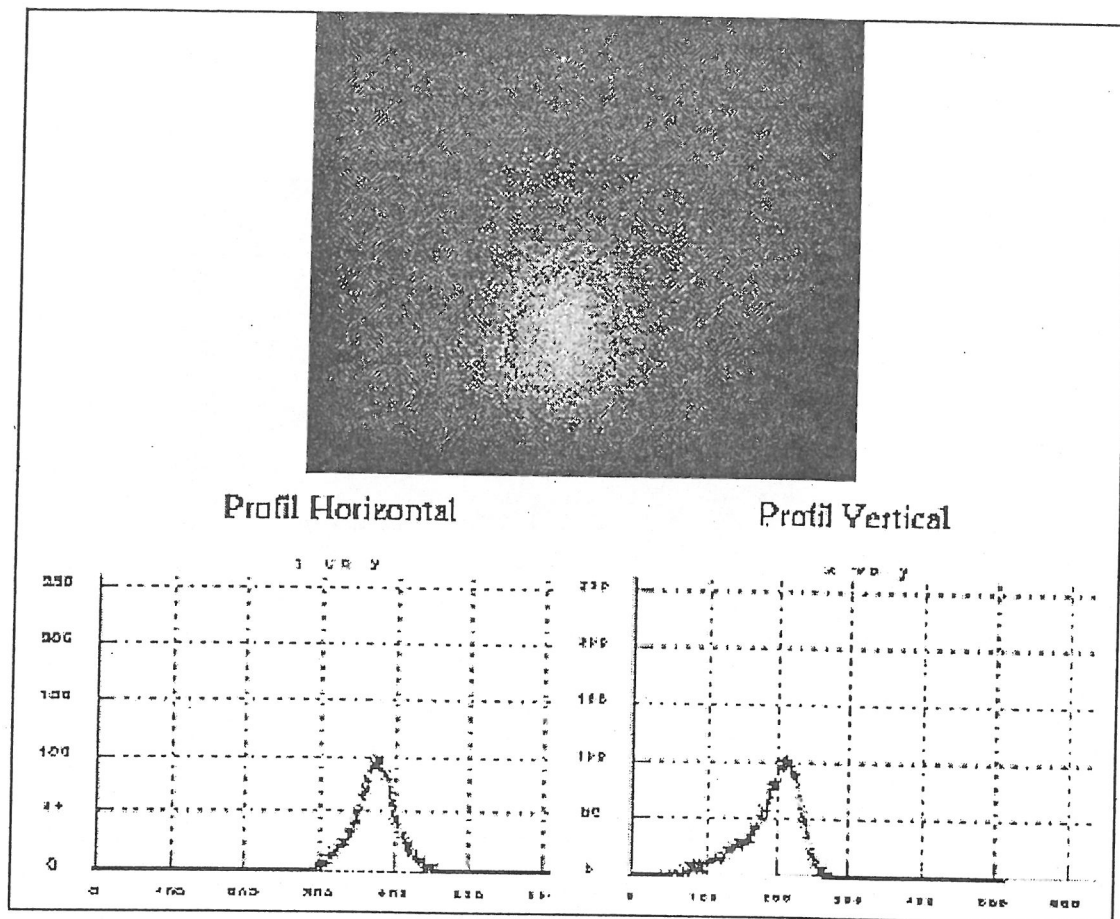


fig 6.1 -

Dans la deuxième mesure (em2) les conditions du faisceau se sont légèrement améliorées car l'optimisation des paramètres du Linac a été faite en observant également la dispersion en énergie et en optimisant la transmission de la ligne déviée. Nous avons obtenu une transmission dans le spectromètre de l'ordre de 80%.

Les résultats paraissent indiquer que:

- 1) L'émittance est très affectée par le réglage de l'injecteur et surtout des éléments avant la cavité de capture (SHB, bobines). Dans (em 2), nous avons en effet une réduction des valeurs mesurées, surtout en ce qui concerne l'émittance à 90% de l'intensité dans le plan Y (25% environ). Les valeurs dans ce cas nous semblent assez proches des valeurs théoriques (variation de $\sim 20\%$ sur les deux plans).
- 2) La différence entre les deux plans, elle aussi, se réduit comme on peut le remarquer sur la figure échantillonnée pour une valeur de gradient nul dans le triplet (vd fig 6.2)
- 3) L'émittance FWHM est cohérente avec les autres valeurs mesurées.

En définitive, on peut donc remarquer que le réglage des éléments en amont de la cavité de capture a produit une véritable amélioration des valeurs mesurées. Nous avons donc

pensé qu'il fallait passer à une optimisation du faisceau sur le radiateur RTO en utilisant également un écran fluorescent placé peu avant la ligne déviée.

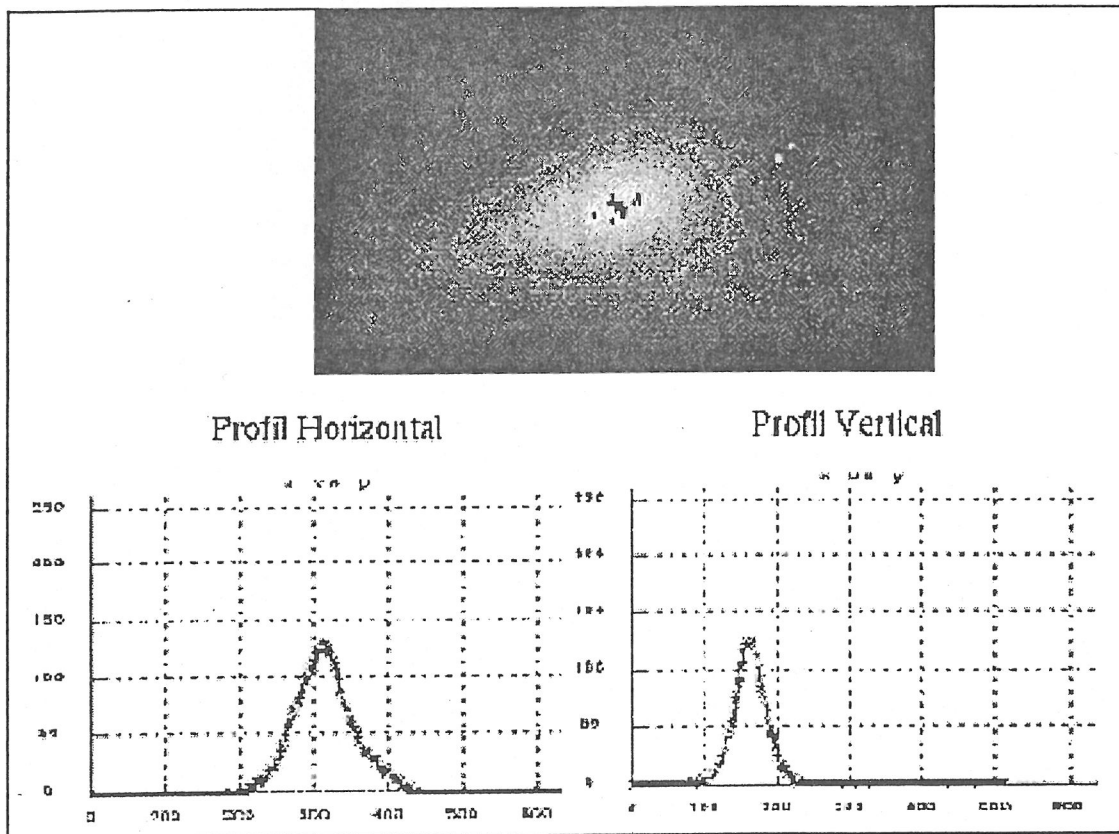


fig 6.2 -

Le transport du faisceau a été donc optimisé en essayant d'améliorer la transmission des électrons dans la ligne déviée. Nous avons donc effectué la mesure (em3) en considérant qu'une transmission de 90% dans le spectromètre était satisfaisante et en remarquant que la transmission en ligne directe était proche au 100%. Le résultat peut être résumé de la façon suivante:

- 1) L'émittance horizontale a des valeurs conformes aux prévisions théoriques. Il est significatif que la valeur pour l'émittance à 90% demeure en dessous des 20 mm mrad (18.38π mm mrad, pour la précision).
- 2) Il semble qu'il y ait un possible effet de couplage entre le plan vertical et le plan horizontal car, par rapport à la mesure (em2), à une diminution importante de l'émittance dans le plan x correspond une petite augmentation de l'émittance dans le plan y ($\sim 10\%$). La différence des valeurs de l'émittance dans les deux plans est importante ($\sim 40\%$). On peut aussi remarquer dans les profils obtenus de l'image (fig. 6.3) la présence d'un halo qui détermine une queue dans la taille verticale.

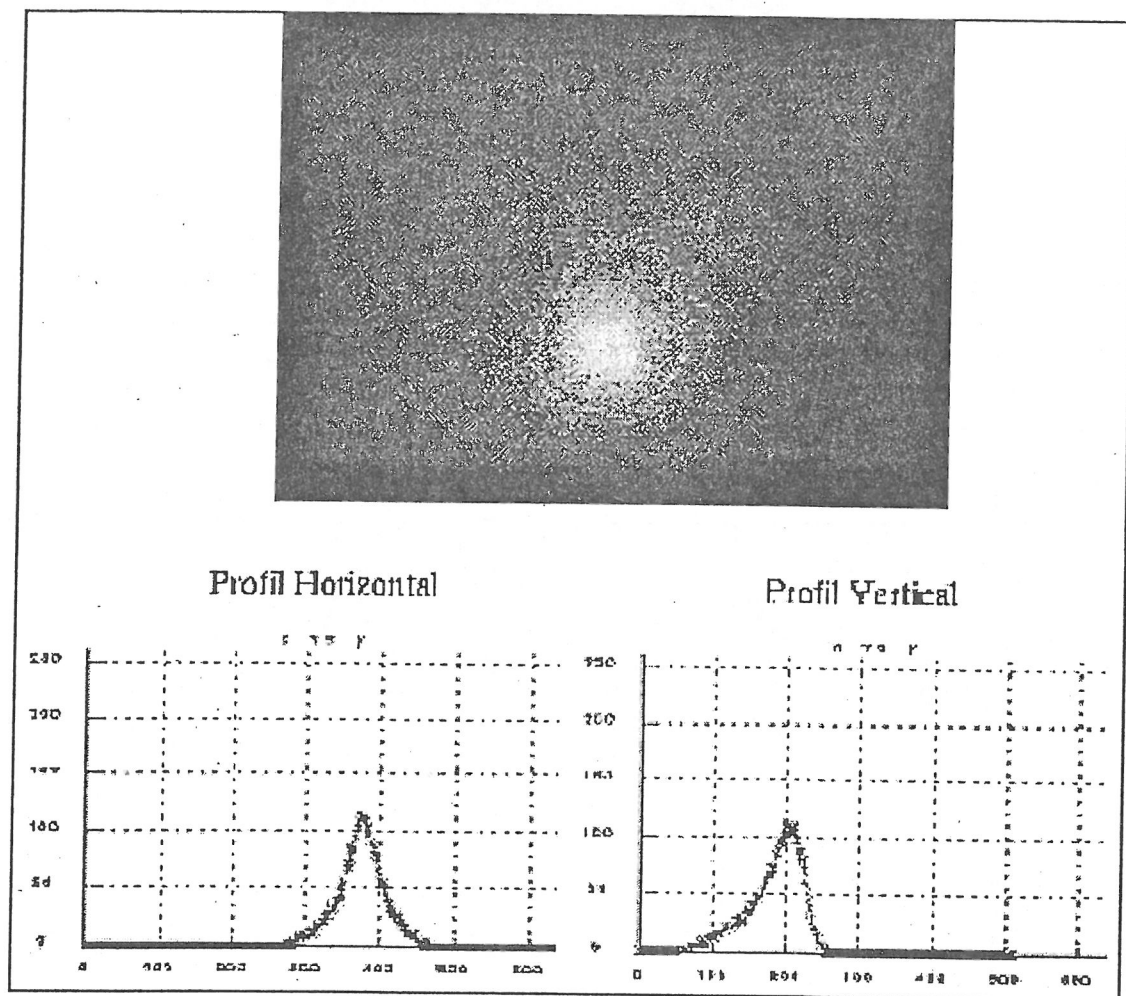


fig 6.3 -

Dans la quatrième mesure (em4) nous avons recherché une configuration optimale du Linac. On est passé en régime d'impulsion longue et nous avons observé la dispersion en énergie sur le SEM Grid. Cela a été possible grâce à l'excellent rapport de transmission sur la ligne déviée. L'optimisation ultérieure a produit d'excellents résultats pour ce qui est de la transmission. Une fois revenu au régime d'impulsion courte, nous avons remarqué qu'elle était de 100% environ en ligne directe et de 95% en ligne déviée. Le résultat est un faisceau sans la présence de queues, comme on peut le voir sur la fig (6.4).

Les résultats confirment cette observation; en effet, on peut voir :

- 1) Les valeurs de l'émittance sont presque égales dans les deux plans. L'asymétrie demeure sur la taille du faisceau (voir fig 6.4) pour une valeur nulle du gradient.
- 2) La compensation de l'asymétrie de l'émittance dans les deux plans a engendré une asymétrie dans le comportement du faisceau, comme on peut le déduire du signe du coefficient de couplage r_{12} . On peut voir que le faisceau est de type divergent dans le plan horizontal et convergent dans le plan vertical.

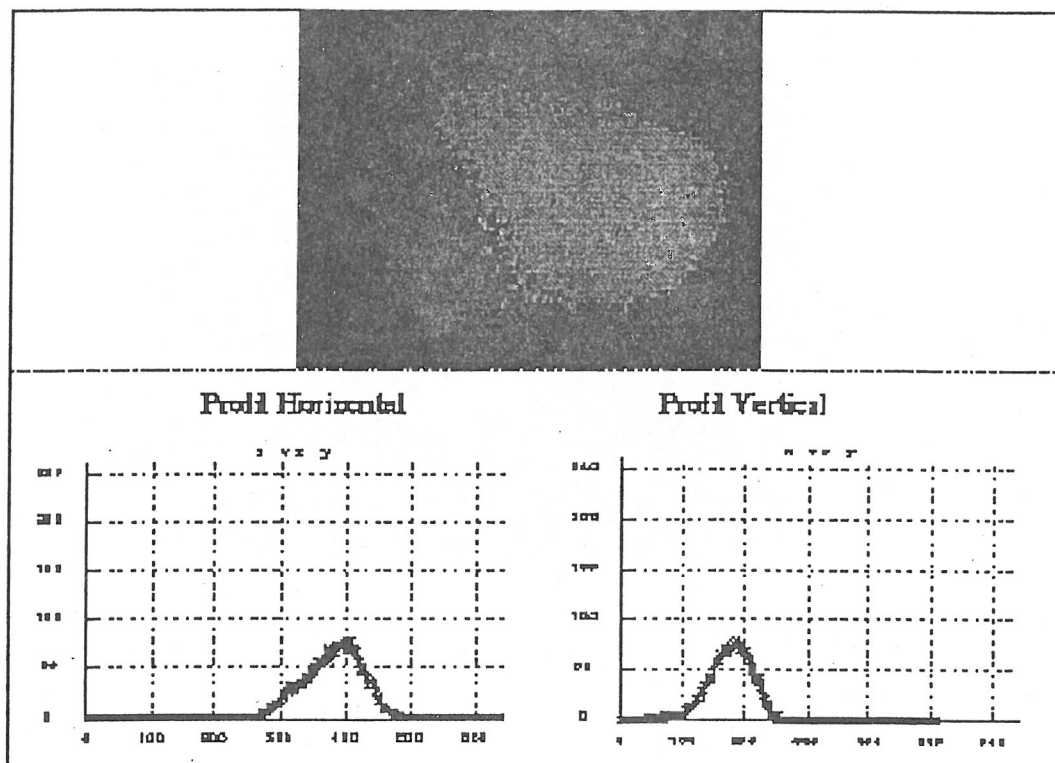


fig 6.4 -

6.1.2) Les mesures d'émittance dans la macroimpulsion

Nous avons continué par effectuer la mesure de l'émittance le long des parties de la macroimpulsion. A cette fin, nous avons sélectionné des tranches de $8 \mu s$ le long de l'impulsion de $30 \mu s$, incluant donc les fronts de montée et de descente.

Dans cette session nous avons constaté une dégradation ultérieure de la qualité du faisceau. Afin d'atteindre un courant de 6.5 mA nous avons été obligé de chauffer encore une fois la cathode avec une tension de 8 V , ce qui, en dégradant les qualités optiques du faisceau, a causé une nouvelle perte dans la transmission en ligne déviée. Nous avons alors considéré qu'une valeur pour la transmission de 80% était satisfaisante pour effectuer la mesure, vu qu'il était difficile de trouver des configurations meilleures. Pour la 1^{ère} mesure (em tr 1) le long de la macroimpulsion, nous avons donc réglé la caméra intensifiée de façon différente. Le temps d'intégration a été amené à 8 microsecondes et la tension d'amplification à 730 V (après avoir contrôlé la stabilité de l'image acquise en faisant varier la tension sur une plage de 100 V). Nous avons donc vérifié la stabilité du faisceau tant sur l'écran fluorescent que sur l'image RTO. Cette stabilité a été conservée en moyenne pendant la variation de la valeur du gradient du triplet, bien qu'au cours de cette première mesure nous avons

remarqué des fluctuations temporaires de l'intensité du signal. On peut remarquer les points suivants :

- 1) la valeur de l'émittance mesurée est presque égale dans les deux plans;
- 2) la valeur de l'émittance est inférieure à $17 \pi \text{ mm mrad}$;
- 3) a la différence de la mesure sur la macroimpulsion dans les deux plans le faisceau est convergent. Il faut rappeler que pendant la première tranche de $8 \mu\text{s}$ on a l'effet de compensation du " beam loading " dans le groupeur sub harmonique qui modifie le comportement du faisceau dans la cavité de capture. Ces variations peuvent affecter les mesures comme on verra en § 6.4.

Dans la deuxième mesure (em tr 2) les conditions de l'expérience sont bien évidemment les mêmes que celles de la mesure précédente. La seule variation est le déplacement du domaine d'analyse effectué en incrémentant le signal de déclenchement de référence de 8 microsecondes. Considérons donc la tranche de la macroimpulsion allant de la huitième à la seizième microseconde. Les mesures d'émittance nous paraissent cohérentes, même si on remarque une augmentation des valeurs mesurées ($\sim 25\%$) par rapport aux meilleures mesures effectuées au cours de la session ou on a intégré toute la macroimpulsion. Cela est sans doute imputable à la détérioration des conditions expérimentales qui a imposé de nouvelles conditions pour l'émission de la cathode. La symétrie entre les deux plans, horizontal et vertical, est toujours bonne (voir fig 6.5).

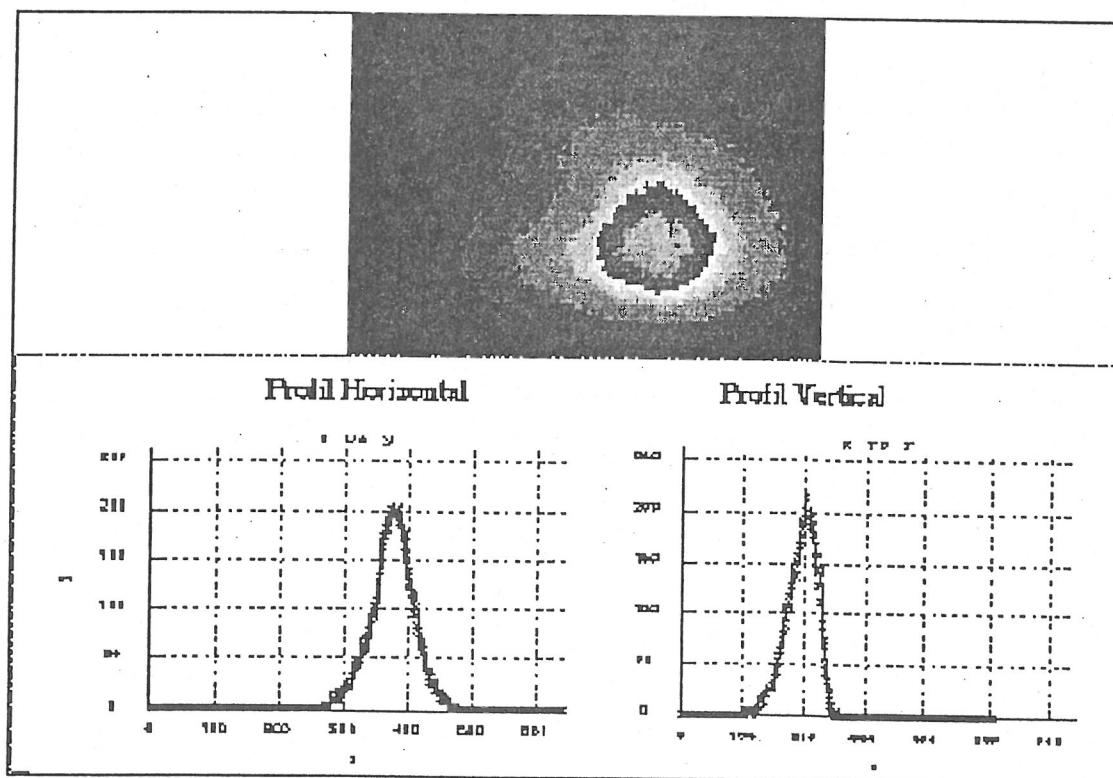


fig 6.5 -

Dans la troisième mesure (em tr 3) nous sommes passé au domaine compris entre la seizième et la vingt-quatrième microseconde. Il faut relever l'excellent accord entre cette mesure et la précédente. Les variations dans les valeurs mesurées sont minimales (2% au plus). Cela indique que sur le plateau le faisceau a un comportement tout à fait stable, comme on peut le remarquer dans les représentations des ellipses d'émittance.

Après avoir terminé les mesures d'émittance à 10 MeV, nous avons abordé la nouvelle section consacrée aux mesures à énergie différente.

6.1.3) Les mesures d'émittance à 8 et 12 MeV

Dans la deuxième session nous avons mesuré l'émittance en faisant varier le gradient dans la cavité de capture et donc l'énergie du faisceau. Nous avons choisi d'analyser deux valeurs de 8 et 12 MeV environ. Malheureusement dans cette session nous avons eu plusieurs problèmes. surtout pour la mesure à 12 MeV où les opérateurs ont eu beaucoup de mal à fournir un faisceau stable. Les causes de fonctionnement défectueux ont été la détérioration progressive de l'émission de la cathode et un défaut dans l'alimentation d'un aimant défecteur.

Dans la mesure a 8.7 MeV (em 8) nous avons relevé un fléchissement ultérieur dans l'émission de la cathode. Nous avons donc été obligé de travailler à un courant de 4 mA tout en gardant le chauffage à la tension de 7.5 V. La diminution du courant nous a amenés à fixer la tension d'amplification de la caméra à 700V afin d'obtenir un meilleur signal. Un autre problème a été rencontré à la fin de la session expérimentale. Il concerne des instabilités verticales dues aux fluctuations de l'alimentation d'un aimant défecteur vertical. Dans tous les cas nous avons assuré une transmission de 90% environ pour la ligne déviée dans la mesure à 8.7 MeV. A partir des résultats on peut remarquer que :

- 1) les valeurs de l'émittance ont été réduites et cela peut être dû à la baisse de la valeur du courant;
- 2) il reste une petite asymétrie dans les valeurs attribuable à l'oscillation dans l'alimentation de l'aimant;
- 3) tout comme précédemment, pour de petites valeurs de l'émittance, on relève une asymétrie entre les deux plans transverses qui entraîne un comportement différent des

ellipses dans les deux plans. Tandis que dans le plan x le faisceau est divergent, dans le plan y il est convergent.

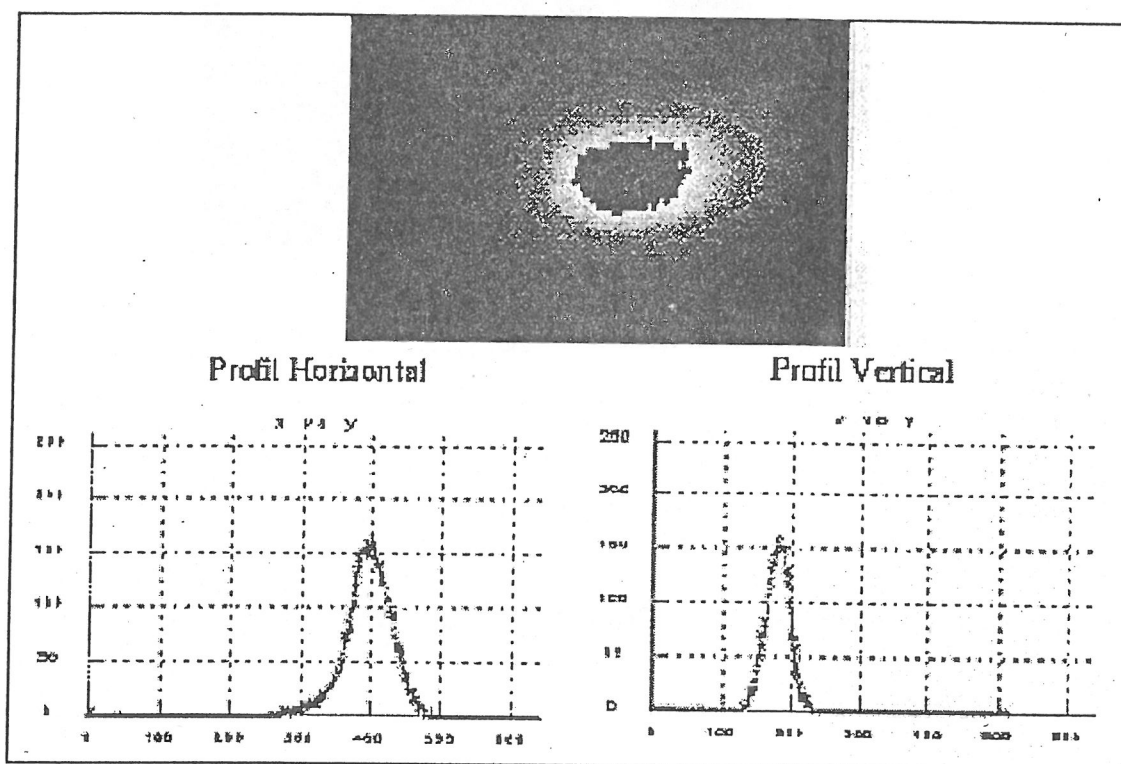


fig 6.6. -

Dans la mesure à 11.6 MeV (em 12) l'optimisation du faisceau a été presque impossible. Des oscillations ont été relevées pendant la mesure dans les deux plans. Le passage à un gradient plus élevé a été donc caractérisé par une perte dans la transmission tant en direct qu' en dévié où nous avons opéré pour une valeur de 75% environ. Cela a affecté bien évidemment les résultats. Il est en effet possible de remarquer que:

- 1) Les valeurs de l'émittance ont augmenté par rapport au cas 8 MeV; cela est apparemment sans raison, bien qu'on puisse l'expliquer par les fortes oscillations du faisceau.
- 2) Les largeurs obtenues sont en bon accord avec les largeurs calculées pour le cas à 8 MeV (comme on a pu le constater à partir des images à gradient nul voir fig. 6.6, 6.7).

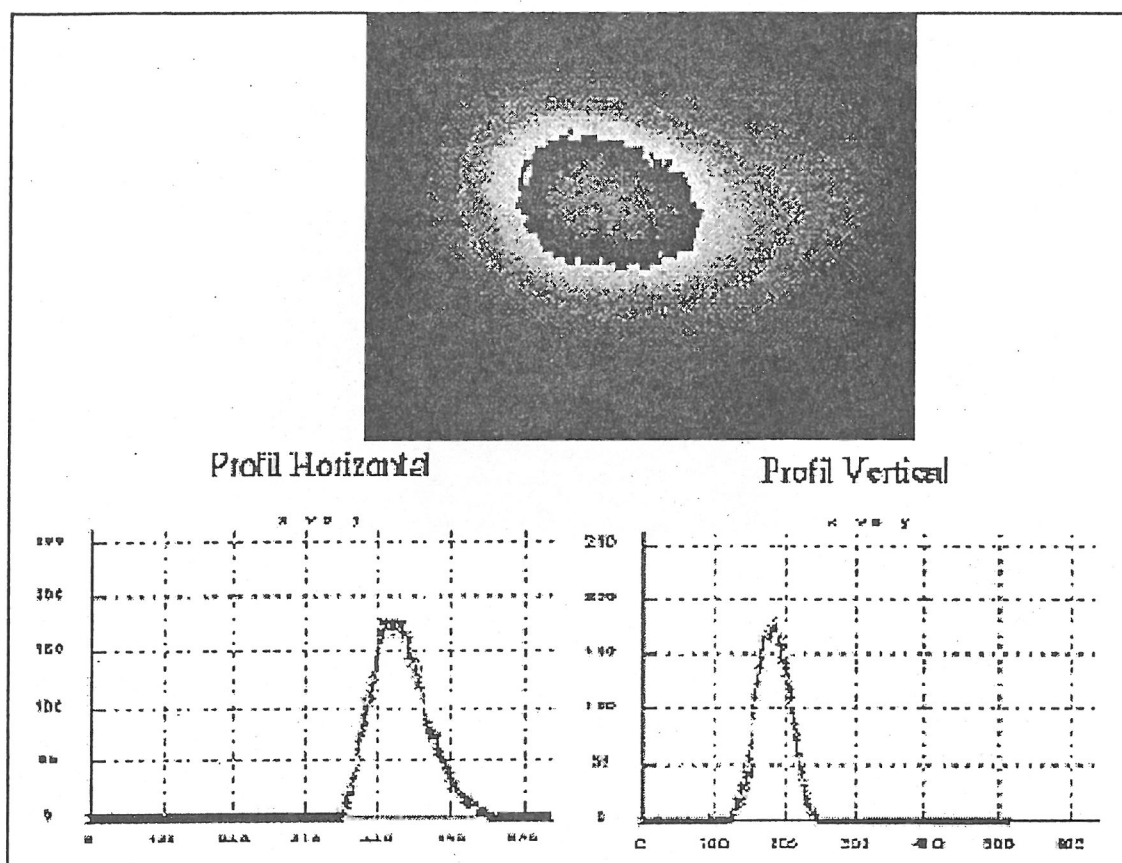


fig 6.7 -

eml

Energie ~10.3 MeV	$\beta\gamma = 21.11$
-------------------	-----------------------

Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.174 ± 0.013	3.673 ± 0.274	
X 90%	1.126 ± 0.041	23.76 ± 0.865	
X FWHM*	0.283 ± 0.045	5.974 ± 0.949	
Y 50%	0.264 ± 0.014	5.573 ± 0.295	
Y 90%	1.412 ± 0.047	29.80 ± 0.992	
Y FWHM*	0.260 ± 0.045	5.488 ± 0.949	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.53	1.42	0.40	
X 90%	1.61	3.29	0.53	
X FWHM*	0.50	2.31	0.26	
Y 50%	0.84	1.34	0.35	
Y 90%	2.06	2.86	0.30	
Y FWHM*	0.53	1.97	- 0.18	

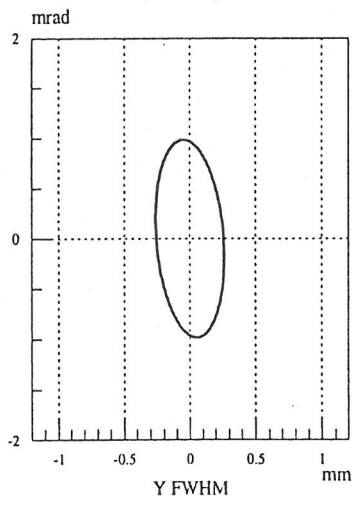
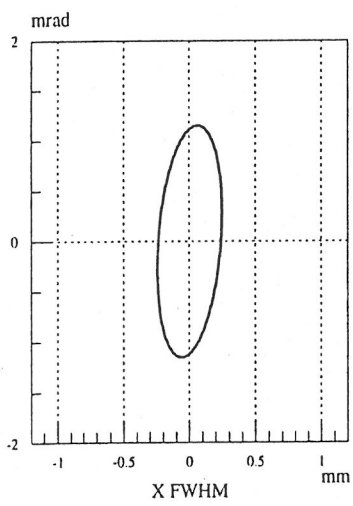
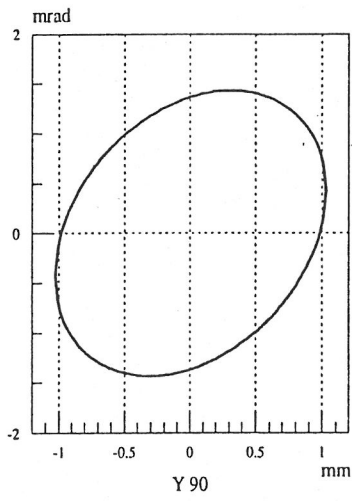
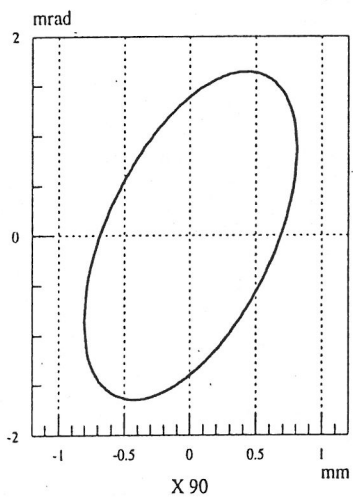
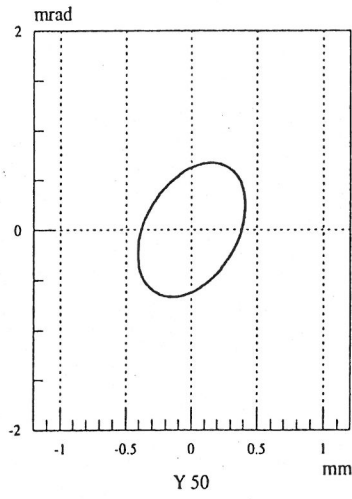
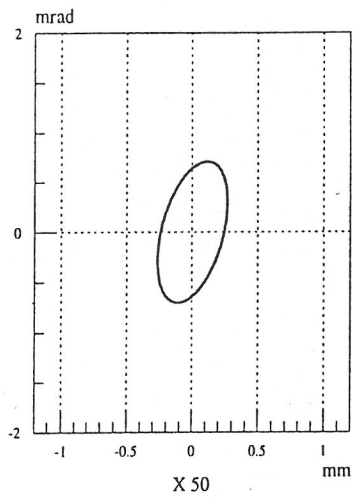
Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	680 V	30 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant crête- 7.5 mA	Cathode chauffée 7.5 V
Trigger 630 (synchron)	
Transmission - Directe ~ 95 % Déviation /	Pas d'optimisation sur la dispersion d'énergie.

Faisceau instable sur les deux axes pendant la variation du courant dans le triplet.

$\epsilon m1$

97/11/07 12.08



em2

Energie ~10.3 MeV	$\beta\gamma = 21.11$
-------------------	-----------------------

Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.196 ± 0.008	4.137 ± 0.168	
X 90%	1.092 ± 0.024	23.05 ± 0.506	
X FWHM	0.468 ± 0.014	9.879 ± 0.295	
Y 50%	0.195 ± 0.020	4.116 ± 0.422	
Y 90%	1.133 ± 0.074	23.91 ± 1.562	
Y FWHM	0.495 ± 0.029	10.44 ± 0.612	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.65	1.38	0.48	
X 90%	1.70	3.13	0.57	
X FWHM	0.94	2.18	0.42	
Y 50%	0.66	1.25	0.37	
Y 90%	1.78	2.89	0.48	
Y FWHM	0.97	2.11	0.26	

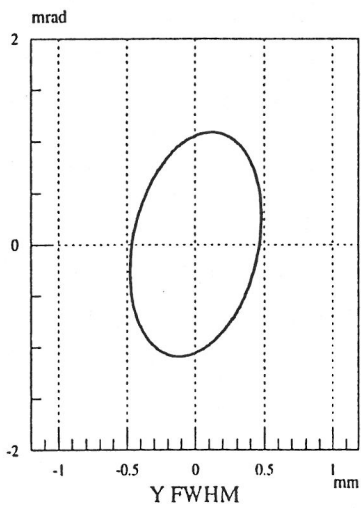
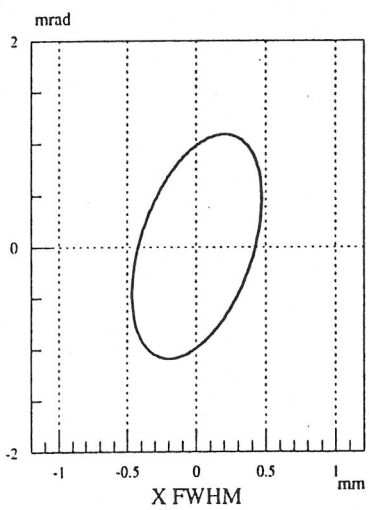
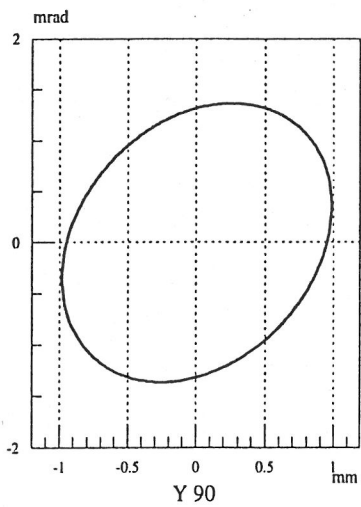
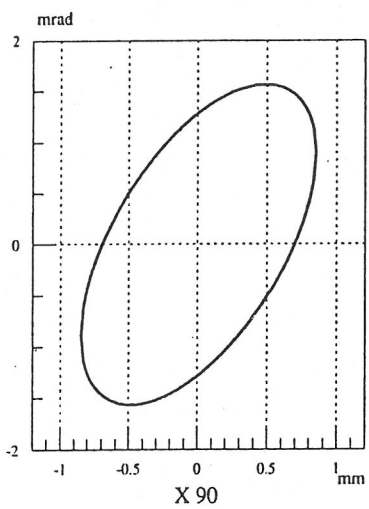
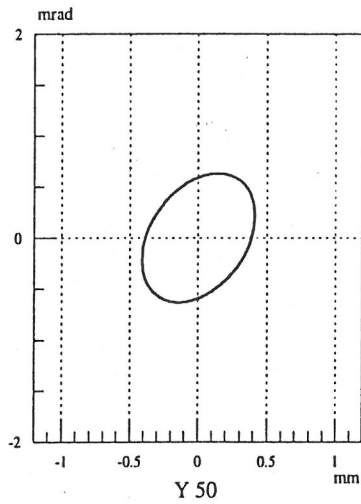
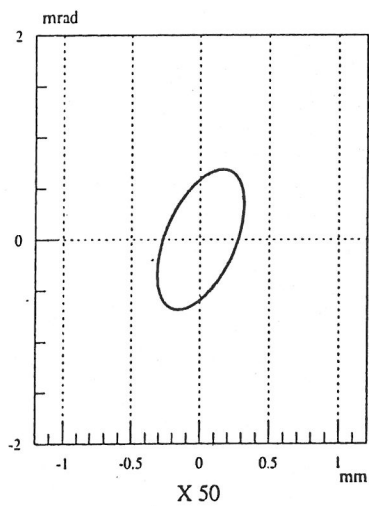
Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	680 V	30 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant crête- 7.5 mA	Cathode chauffée 7.5 V
Trigger 630 (synchron)	
Transmission - Directe ~ 95 % Deviation ~ 80%	Optimisation sur la dispersion d'énergie effectuée sur la transmission directe et déviée

Faisceau plus stable, mais il reste des oscillations et le déplacement du centre de masse

ϵm^2

97/11/07 10.33



em3

Energie ~10.3 MeV	$\beta\gamma = 21.11$
-------------------	-----------------------

Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.155 ± 0.007	3.272 ± 0.147	
X 90%	0.871 ± 0.020	18.38 ± 0.422	
X FWHM	0.368 ± 0.011	7.768 ± 0.232	
Y 50%	0.242 ± 0.013	5.108 ± 0.274	
Y 90%	1.261 ± 0.028	26.61 ± 0.591	
Y FWHM	0.765 ± 0.055	16.14 ± 1.161	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.46	1.52	0.48	
X 90%	1.21	3.51	0.58	
X FWHM	0.67	2.37	0.40	
Y 50%	0.77	1.32	0.33	
Y 90%	1.85	2.81	0.25	
Y FWHM	1.63	1.88	0.11	

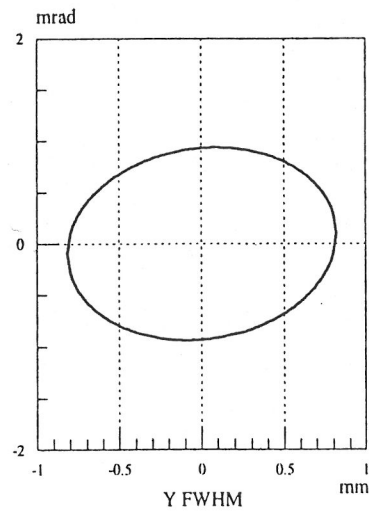
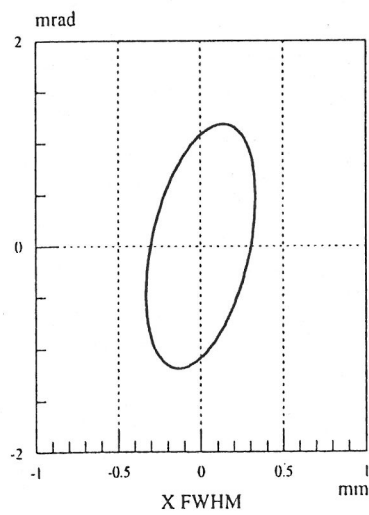
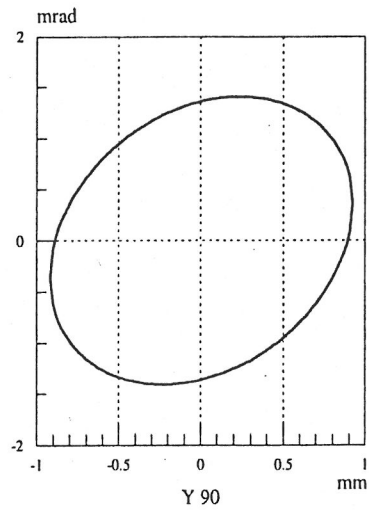
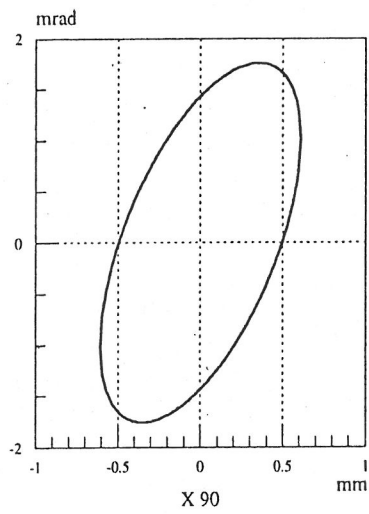
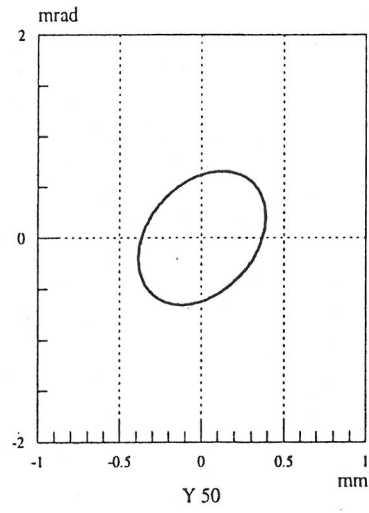
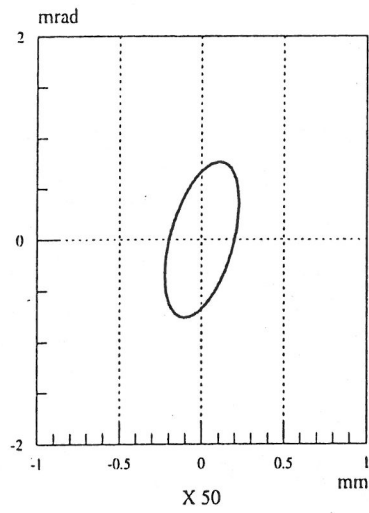
Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	680 V	30 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant crête - 7.5 mA	Cathode chauffée 7.5 V
Trigger 630 (synchron)	
Transmission - Directe ~ 99 % Deviation ~ 90%	Optimisation sur la dispersion en énergie effectuée sur la transmission directe et déviée et sur l'écran avant le dipôle.

Faisceau plus stable. Déplacement vertical pendant la variation du triplet

$\epsilon m3$

97/11/07 12.56



em4

Energie ~10.3 MeV	$\gamma = 21.11$
-------------------	------------------

Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.153 ± 0.007	3.229 ± 0.147	
X 90%	0.987 ± 0.019	20.83 ± 0.401	
X FWHM	0.293 ± 0.015	6.185 ± 0.316	
Y 50%	0.127 ± 0.023	2.680 ± 0.485	
Y 90%	0.932 ± 0.038	19.67 ± 0.802	
Y FWHM	0.351 ± 0.018	7.409 ± 0.379	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.39	1.62	0.24	
X 90%	1.14	3.89	0.47	
X FWHM	0.45	2.59	0.02	
Y 50%	0.42	1.23	-0.27	
Y 90%	1.42	2.63	-0.13	
Y FWHM	0.71	1.97	-0.14	

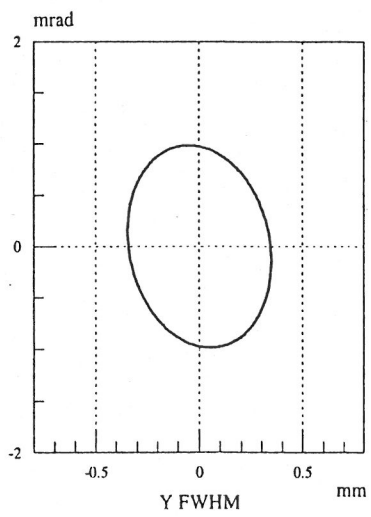
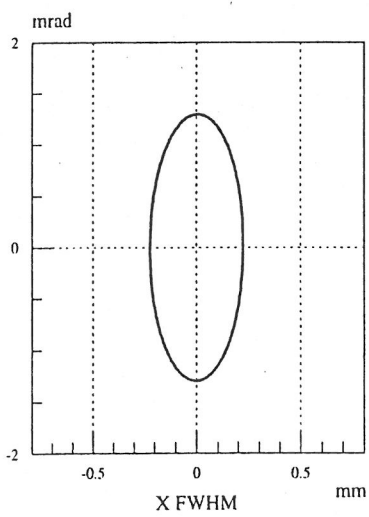
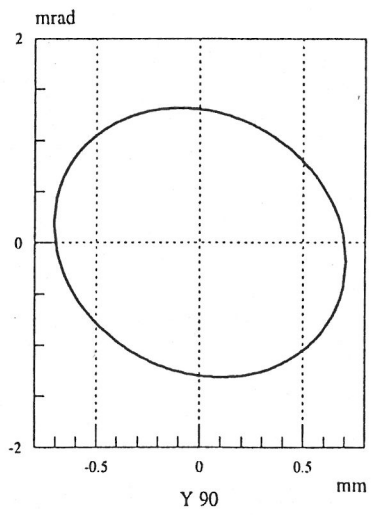
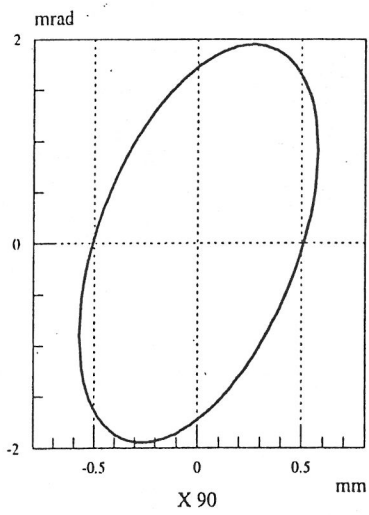
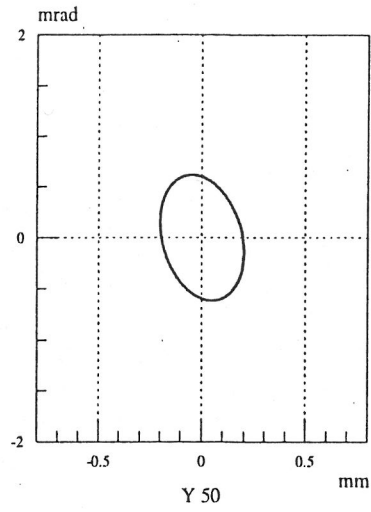
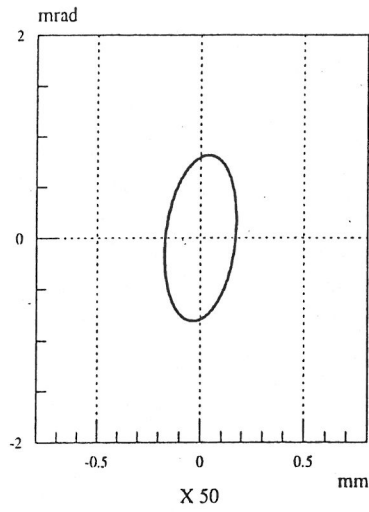
Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	680 V	30 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant crête - 7.5 mA	Cathode chauffée 7.5 V
Trigger 630 (synchron)	
Transmission - Directe ~ 99 % Deviation ~ 95%	Optimisation sur la dispersion d'énergie effectuée sur la transmission directe et déviée et sur l'écran avant le dipôle. Image vue sur le S.E.M

Faisceau assez stable.

$\epsilon m4$

97/11/07 13.01



em ltr

Energie ~10.3 MeV	$\gamma = 21.11$
-------------------	------------------

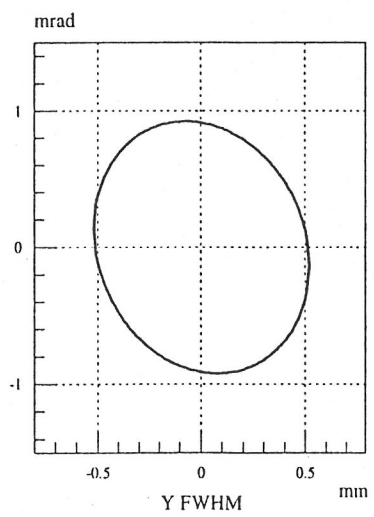
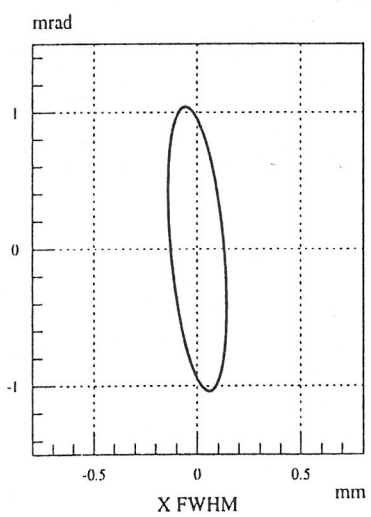
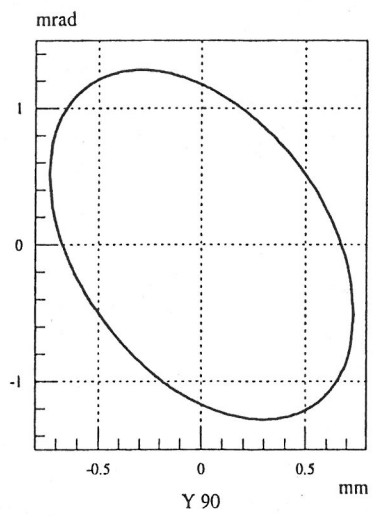
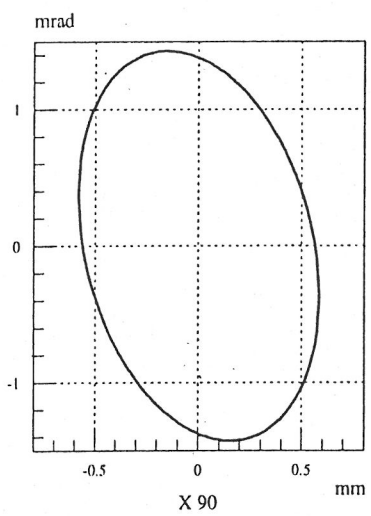
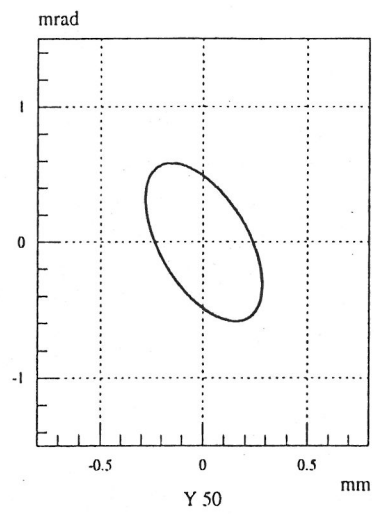
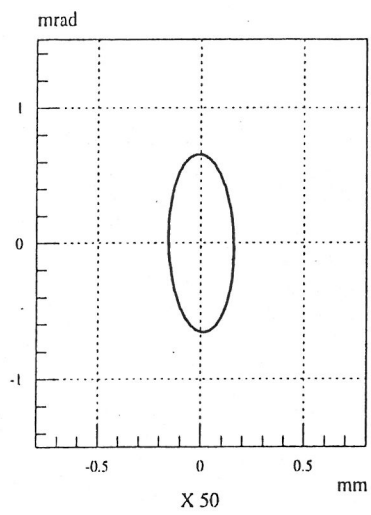
Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.103 ± 0.001	2.174 ± 0.021	
X 90%	0.884 ± 0.019	18.66 ± 0.401	
X FWHM	0.150 ± 0.003	3.156 ± 0.063	
Y 50%	0.134 ± 0.027	2.828 ± 0.569	
Y 90%	0.867 ± 0.046	18.30 ± 0.971	
Y FWHM	0.474 ± 0.018	10.00 ± 0.379	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.31	1.31	-0.07	
X 90%	1.17	3.10	-0.24	
X FWHM	0.31	2.08	-0.40	
Y 50%	0.56	1.17	-0.58	
Y 90%	1.47	2.56	-0.40	
Y FWHM	1.03	1.84	-0.14	

Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	730 V	8 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant crête - 6.5 mA	Cathode chauffée 8 V
Trigger 630 (synchron)	0 / 8 μ s dans l'impulsion
Transmission - Directe ~ 99 % Deviation ~ 80%	Optimisation sur la dispersion d'énergie effectuée sur la transmission directe et déviée et sur l'écran avant le dipôle.

Faisceau stable sur l'écran 1.



em 2 tr

Energie ~10.3 MeV	$\beta\gamma = 21.11$
-------------------	-----------------------

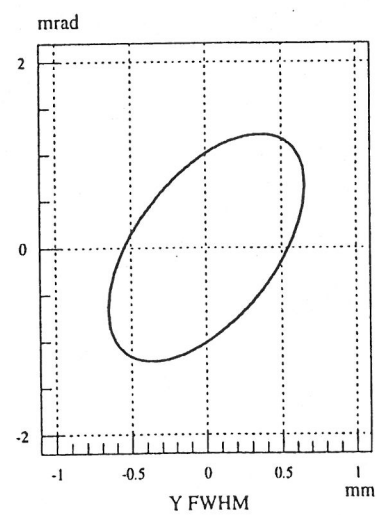
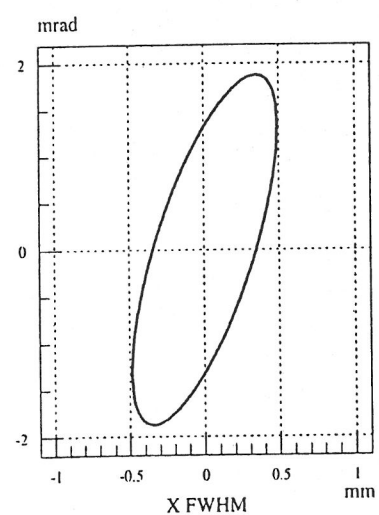
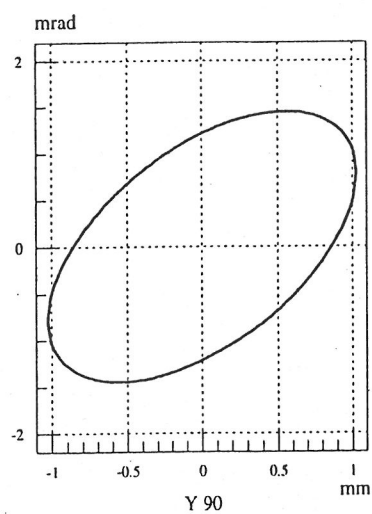
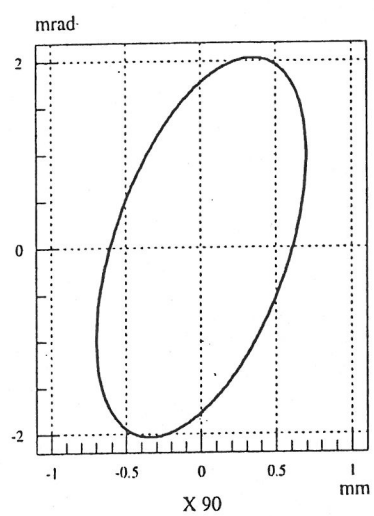
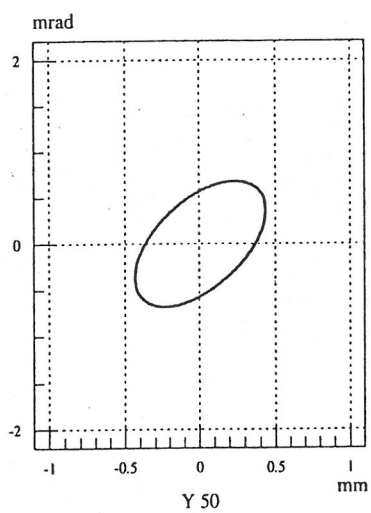
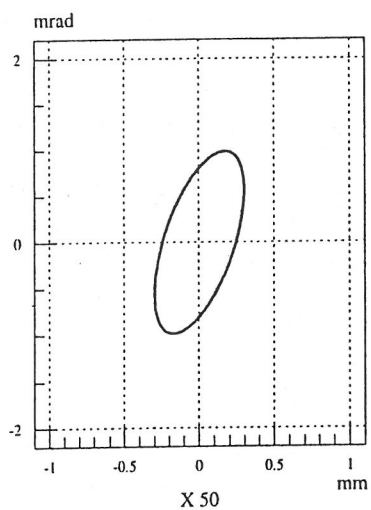
Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.252 ± 0.014	5.319 ± 0.295	
X 90%	1.289 ± 0.042	27.21 ± 0.886	
X FWHM	0.650 ± 0.052	13.72 ± 1.097	
Y 50%	0.250 ± 0.017	5.277 ± 0.358	
Y 90%	1.258 ± 0.080	26.55 ± 1.688	
Y FWHM	0.662 ± 0.044	13.97 ± 0.928	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.62	1.97	0.57	
X 90%	1.40	4.20	0.48	
X FWHM	0.98	3.74	0.71	
Y 50%	0.88	1.37	0.56	
Y 90%	2.06	2.90	0.54	
Y FWHM	1.31	2.43	0.55	

Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	730 V	8 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant crête - 6.5 mA	Cathode chauffée 8 V
Trigger 638 (+ 8 μ s)	8 / 16 μ s dans l'impulsion
Transmission - Directe ~ 99 % Deviation ~ 80%	Optimisation sur la dispersion d'énergie effectuée sur la transmission directe et déviée et sur l'écran avant le dipôle.

Faisceau stable sur l'écran 1.



em 3 tr

Energie ~10.3 MeV	$\beta\gamma = 21.11$
-------------------	-----------------------

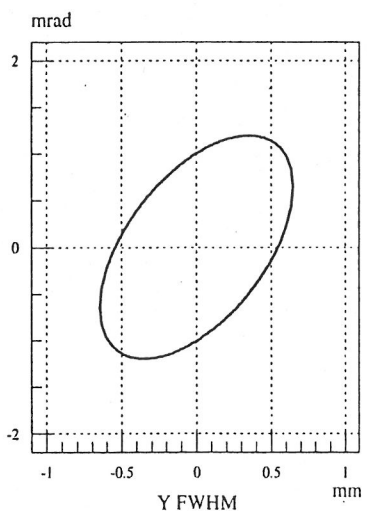
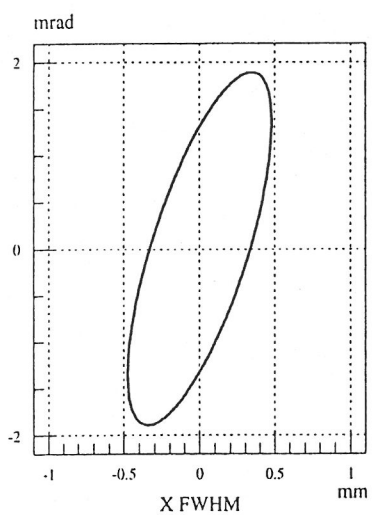
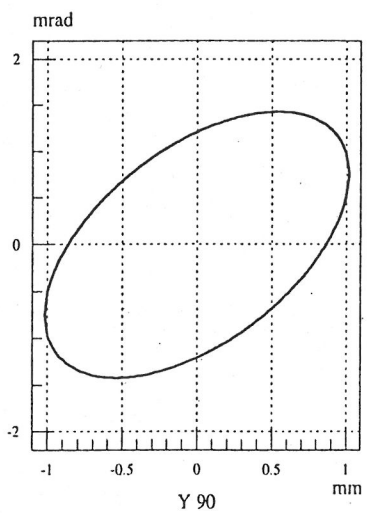
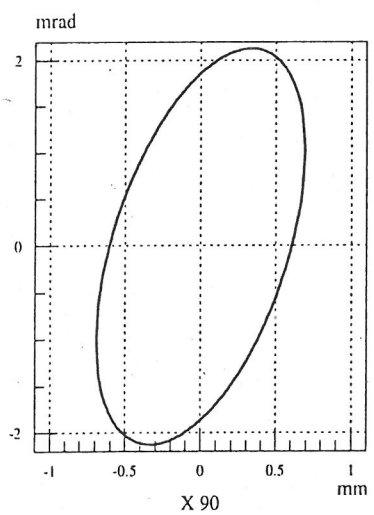
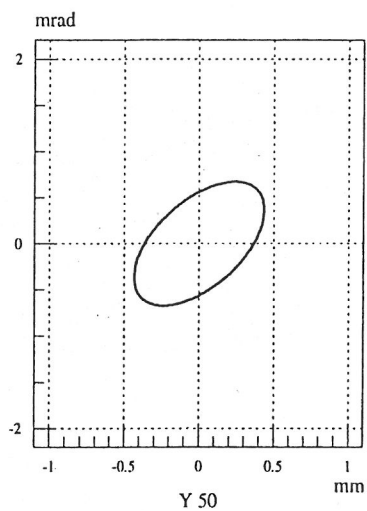
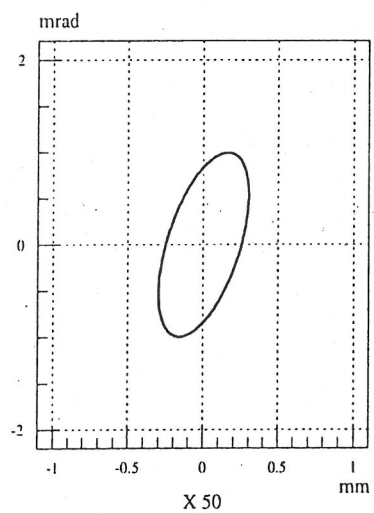
Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.254 ± 0.014	5.361 ± 0.295	
X 90%	1.294 ± 0.033	27.31 ± 0.696	
X FWHM	0.645 ± 0.022	13.61 ± 0.464	
Y 50%	0.246 ± 0.016	5.193 ± 0.337	
Y 90%	1.236 ± 0.038	26.09 ± 0.802	
Y FWHM	0.649 ± 0.042	13.70 ± 0.886	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.61	2.00	0.57	
X 90%	1.38	4.25	0.48	
X FWHM	0.97	3.78	0.70	
Y 50%	0.87	1.35	0.55	
Y 90%	2.04	2.85	0.52	
Y FWHM	1.29	2.39	0.55	

Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	730 V	8 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant crête - 6.5 mA	Cathode chauffée 8 V
Trigger 646 (+ 16 μ s)	16 / 24 μ s dans l'impulsion
Transmission - Directe ~ 99 % Deviation ~ 80 %	Optimisation sur la dispersion d'énergie effectuée sur la transmission directe et déviée et sur l'écran avant le dipôle.

Faisceau stable sur l'écran 1.



em8

Energie ~8.7 MeV	$\beta\gamma = 17.99$
------------------	-----------------------

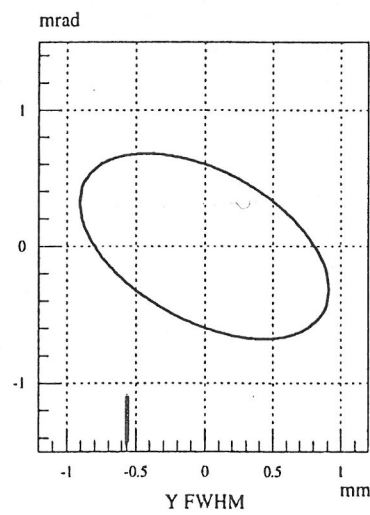
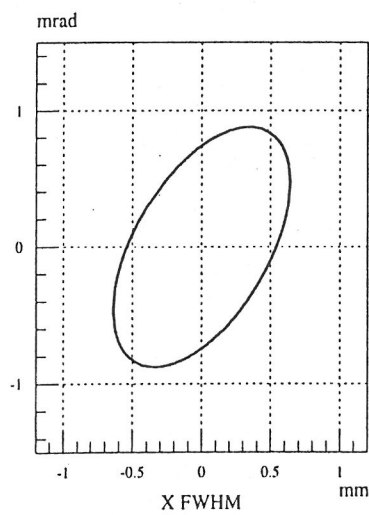
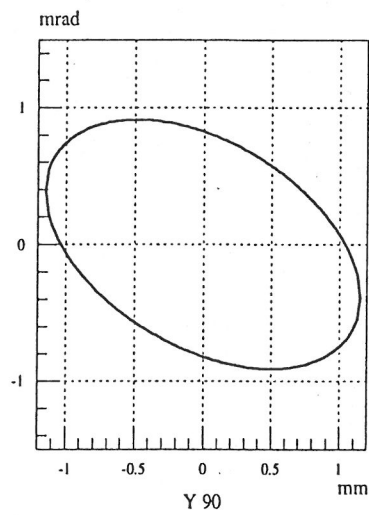
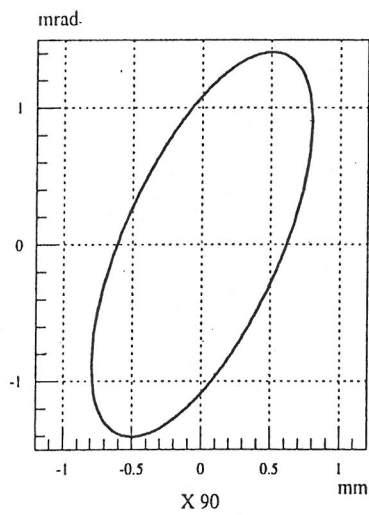
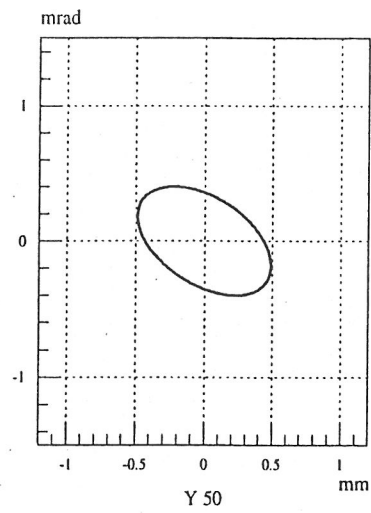
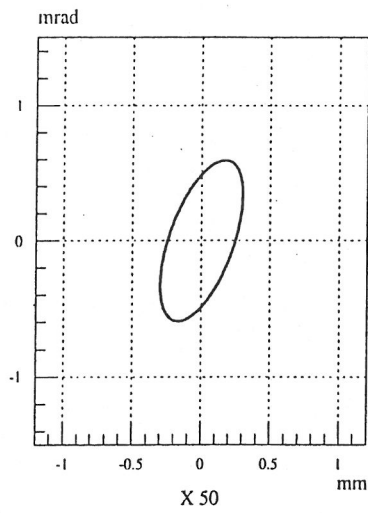
Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.146 ± 0.026	2.626 ± 0.467	
X 90%	0.866 ± 0.062	15.57 ± 1.115	
X FWHM	0.480 ± 0.029	8.635 ± 0.521	
Y 50%	0.179 ± 0.011	3.220 ± 0.197	
Y 90%	0.945 ± 0.025	17.00 ± 0.449	
Y FWHM	0.545 ± 0.019	9.804 ± 0.341	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.61	1.19	0.59	
X 90%	1.59	2.81	0.63	
X FWHM	1.29	1.76	0.53	
Y 50%	0.99	0.8	-0.45	
Y 90%	2.30	1.82	-0.43	
Y FWHM	1.82	1.36	-0.47	

Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	671 V	30 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant crête - 4 mA	Cathode chauffée 7.5 V
Trigger 630 (synchron)	
Transmission - Directe ~ 95 % Deviation ~ 90 %	Optimisation sur la dispersion d'énergie effectuée sur la transmission directe et déviée et sur l'écran avant le dipôle.

Faisceau presque stable sur l'écran 1. Forte instabilité sur l'écran 2 axe Y. Défaut de l'alimentation du guidage.



em 12

Energie ~11.6 MeV	$\beta\gamma = 23.67$
-------------------	-----------------------

Type	Emitt. non norm (π mm mrad)	Emitt.norm (π mm mrad)	
X 50%	0.200 ± 0.011	4.734 ± 0.260	
X 90%	1.115 ± 0.023	26.39 ± 0.544	
X FWHM	0.542 ± 0.023	12.82 ± 0.544	
Y 50%	0.225 ± 0.017	5.325 ± 0.402	
Y 90%	1.225 ± 0.039	28.99 ± 0.923	
Y FWHM	0.522 ± 0.040	12.35 ± 0.946	

Type	X - dimension (mm)	X' - divergence (mrad)	r12 - coefficient de couplage	
X 50%	0.56	1.47	0.56	
X 90%	1.65	3.18	0.48	
X FWHM	0.84	2.61	0.18	
Y 50%	0.82	1.19	0.39	
Y 90%	2.08	2.63	0.41	
Y FWHM	1.08	2.09	0.39	

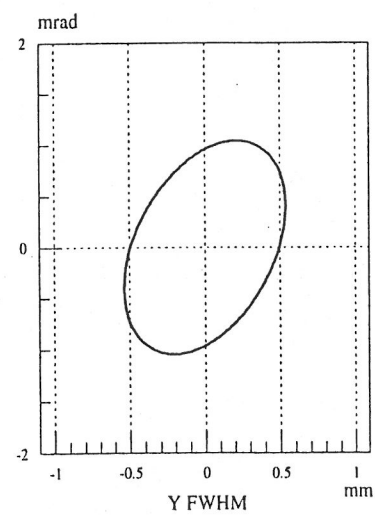
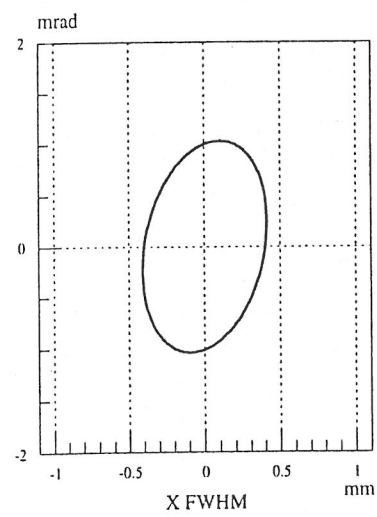
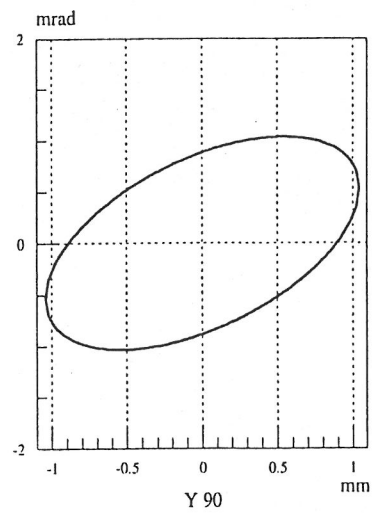
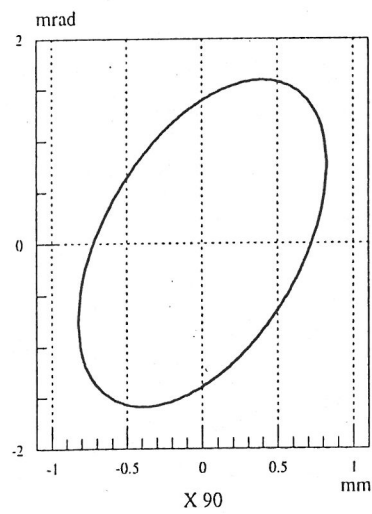
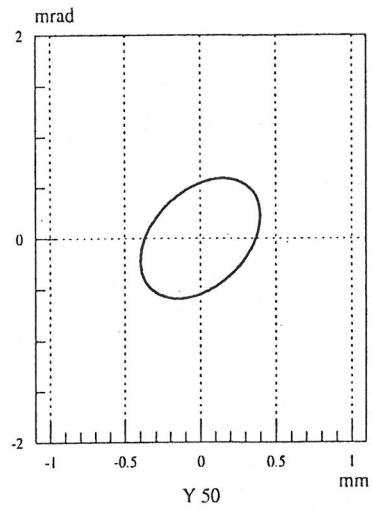
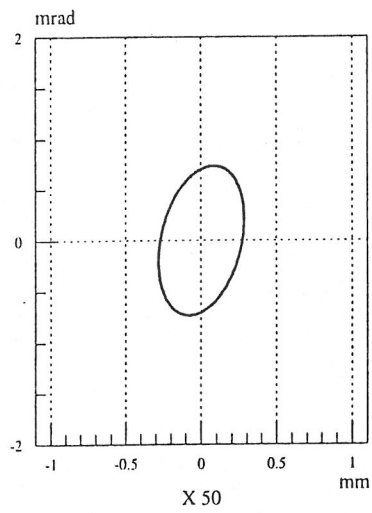
Paramètres caméra Quick	Gain	Temps d'intégration
	671 V	30 μ s

conditions de la mesure	notes
Courant - 4 mA	Cathode chauffée 7.5 V
Trigger 630 (synchron)	
Transmission - Directe ~ 90 % Deviation ~ 75 %	Optimisation sur la dispersion d'énergie effectuée sur la transmission directe et déviée et sur l'écran avant le dipôle.

Faisceau presque instable sur l'écran 1. Forte instabilité sur l'écran 2 axe Y. Défaut de l'alimentation du guidage.

$\epsilon m12$

97/11/07 14.29



0

6.2) *Les resultats et les simulations*

Après avoir obtenu les premiers résultats, nous avons souhaité les comparer avec ceux fournis par les simulations effectuées à l'aide de PARMELA.

Dans les mesures nous avons constaté trois types de différences par rapport aux simulations.

- 1) Quand la valeur expérimentale dans le plan X, par exemple, est proche de celle fournie par PARMELA (em2), on constate une augmentation de l'émittance dans le plan Y.
- 2) Lorsque les valeurs sont presque égales dans les deux plans (em4) on a un comportement différent du faisceau (convergent dans Y et divergent dans X).
- 3) Si le comportement du faisceau et les valeurs d'émittance sont similaires dans les deux dimensions, les mesures indiquent une valeur de l'émittance légèrement supérieure par rapport aux prévisions.

Il nous semble donc approprié de souligner que les simulations effectuées à l'aide de PARMELA n'ont pas une valeur absolue car elles se basent sur plusieurs approximations. Parmi celles-ci on peut citer les suivantes:

- La courante (le faisceau dans le plan longitudinal) à l'entrée est représenté par une impulsion rectangulaire et non pas par un faisceau gaussien.
- L'entrée des simulations est obtenue grâce à un code qui reconstruit l'ellipse d'émittance en fonction des mesures effectuées juste après la cathode. Ce type de calcul pourrait être affecté par des imprécisions.
- L'effet de compensation du " beam loading " dans le groupeur subharmonique n'est pas pris en considération
- Le champ accélérateur est considéré comme constant dans les huit cellules de la cavité de capture, tandis que les valeurs mesurées indiquent qu'il y a des variations.
- Les quadrupoles sont traités comme des éléments idéaux.
- Le couplage HF dans la cavité de capture n'est pas pris en compte.

Toutes ces approximations peuvent entraîner des différences entre les simulations et les valeurs réelles du faisceau. Cela sera encore plus évident dans l'exposition des mesures de longueur de paquet, où les simulations ne fournissent qu'une référence relative en fonction de certains paramètres tels que la phase de la cavité de capture et le gradient dans le groupeur subharmonique.

6.3) Considérations générales

Après avoir présenté toutes les mesures significatives de l'émittance, nous voudrions exposer quelques considérations générales:

1) Le faisceau mesuré a des valeurs d'émittance qui s'accordent bien avec les simulations et la théorie; en particulier dans les mesures où l'état du faisceau était optimal l'accord est excellent.

2) L'effet de la cavité de capture sur le faisceau est forte. Donc le faisceau est fortement dépendant de ses caractéristiques à l'entrée de la cavité elle-même. Cela est confirmé par les mesures et par les simulations comme on peut le voir sur la fig (6.8) où nous avons représenté l'émittance en fonction du gradient du solénoïde avant la cavité de capture. Le réglage de l'optique et de la phase du SHB par rapport à la cavité nécessitent donc du temps de travail, un nombre de mesures et d'analyses plus importantes pour bien régler l'émittance en fonction des paramètres de l'injecteur.

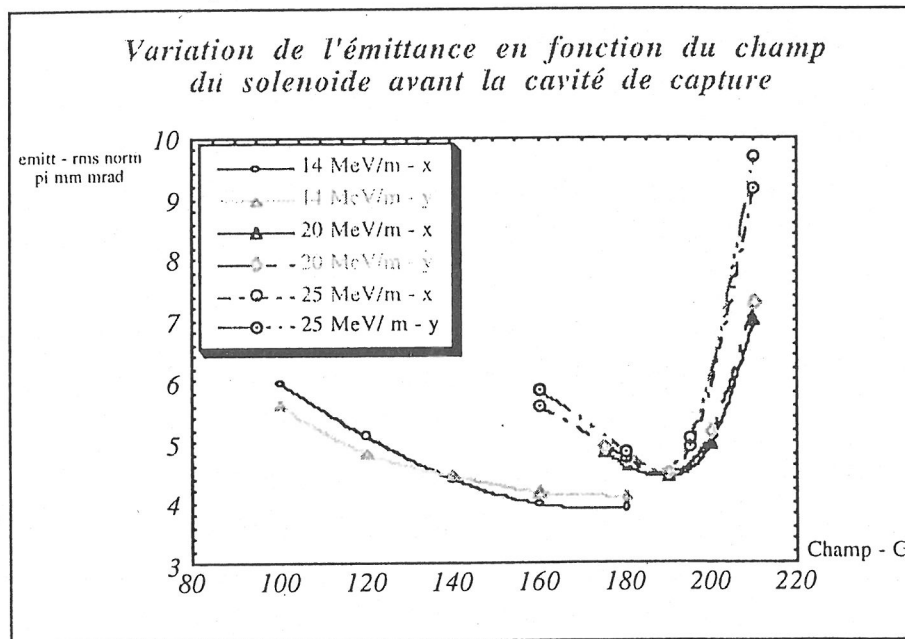


fig 6.8 -

3) Il reste des questions sur certains effets qui ont été observés, comme par exemple:

- dans certains cas on a relevé un comportement différent du faisceau dans les deux plans: dans x divergent et dans y convergent. Cela pourrait être expliqué par un couplage induit par une source d'asymétrie comme le couplage HF dans la cavité de capture ou un léger désalignement des éléments optiques de l'injecteur.
- une erreur d'alignement en cours de mesure pourrait être responsable du relevé presque systématique d'une valeur de l'émittance verticale plus grande que celle du plan horizontal.

Cela est confirmé également par les images acquises à gradient nul dans le triplet où l'on peut voir que la taille du faisceau dans y est plus grande.

4) Dans les mesures à différentes énergies l'émittance non normalisée augmente avec γ au lieu de diminuer. Dans ce cas il faut considérer l'état effectif de la mesure à 12 MeV où on peut dire que le faisceau n'était pas optimisé et était affecté par de fortes oscillations, et cela peut avoir entraîné une augmentation de l'émittance mesurée. En outre nous ne disposons pas d'une statistique suffisante sur les mesures à différentes énergies.

Cela nous empêche de pouvoir effectuer une analyse plus poussée.

5) Après avoir effectué les mesures, nous avons voulu corriger les valeurs obtenues à cause des erreurs dues à un désalignement possible. Cela a été fait en appliquant la formule (4.3.7). Les résultats obtenus sont illustrés sur les figures (6.9, 6.10). On peut donc voir que : toutes les valeurs mesurées de l'émittance (cercles rouges) sont présentées sur la fig (6.10) avec les émittances corrigées respectives (cercles bleues) pour un désalignement de 0.1 mm. On peut remarquer que les valeurs de l'émittance à 50% de l'intensité sont plus touchées par les corrections puisque les valeurs sont plus petites et donc sont affectées davantage par l'erreur systématique causée par un non-alignement.

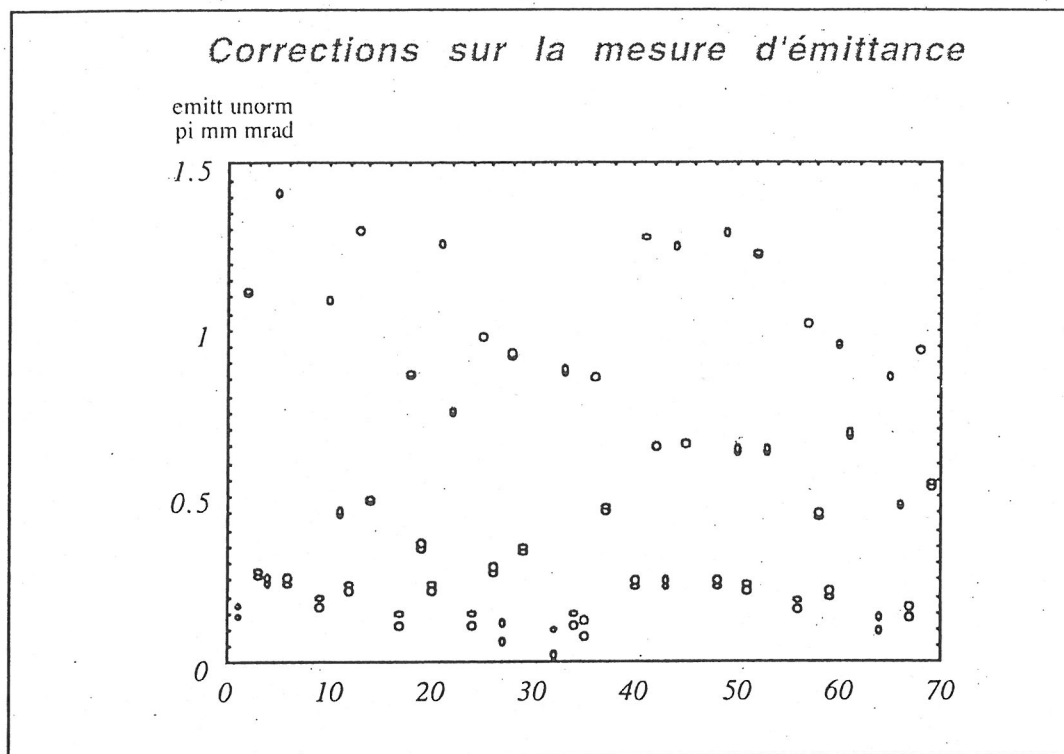


fig 6.9

Sur la fig. (6.10) nous présentons les mesures à 90% avec les corrections respectives pour un non-alignement qui peut varier entre 0.1 mm et 0.5 mm. On remarque qu'en effet, pour des non-alignements importants les mesures à 90% sont affectées, elles aussi, par la correction. On peut donc voir que les valeurs sont réduites d'un facteur allant de 5 à 10%, si l'on considère un non-alignement de l'ordre de 0.5 mm, mais il est possible de supposer qu'en réalité, la valeur pourrait être plus grande.

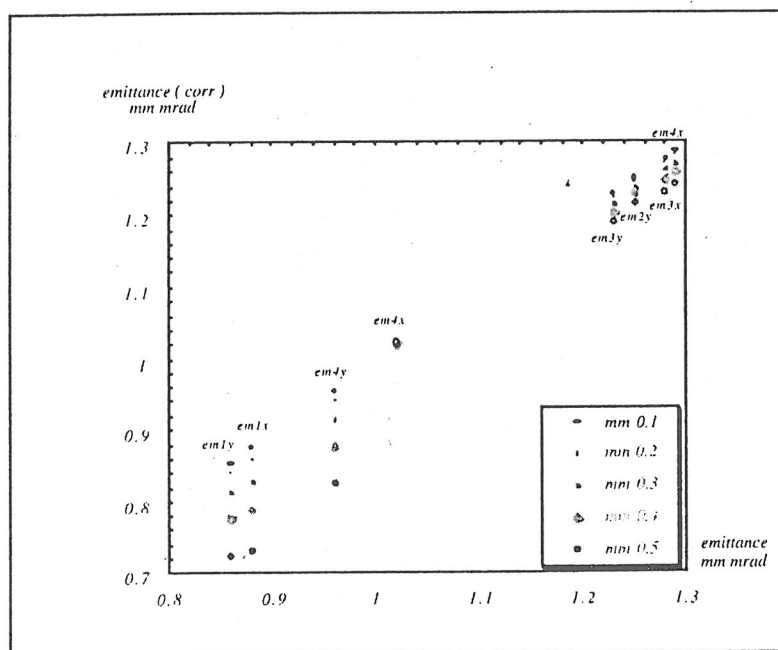


fig 6.10

Nous présentons ici un tableau avec les valeurs de l'émittance " 90 % " corrigées pour un désalignement de 0.5 mm:

désal. 0.5 mm	émitt	émitt corrigée
em1	1.12 plan x ; 1.41 plan y	1.06 plan x ; 1.33 plan y
em2	1.09 plan x ; 1.13 plan y	1.04 plan x ; 1.07 plan y
em3	0.87 plan x ; 1.26 plan y	0.77 plan x ; 1.16 plan y
em4	0.98 plan x ; 0.93 plan y	0.88 plan x ; 0.78 plan y
em1tr	0.88 plan x ; 0.86 plan y	0.73 plan x ; 0.72 plan y
em2tr	1.28 plan x ; 1.25 plan y	1.22 plan x ; 1.21 plan y
em3tr	1.29 plan x ; 1.23 plan y	1.24 plan x ; 1.18 plan y
em8	0.86 plan x ; 0.94 plan y	0.78 plan x ; 0.82 plan y
em12	1.15 plan x ; 1.25 plan y	1.08 plan x ; 1.17 plan y

6) En ce qui concerne la mesure d'émittance effectuée dans la première tranche de 8 μ s, on peut remarquer que la différence avec les valeurs acquises sur le plateau est importante. Cela peut être expliqué par l'effet sur la mesure de la compensation du " beam loading " dans le SHB comme nous le démontrerons dans le § 6.4

6.4) La mesure le long de la macroimpulsion

L'analyse du faisceau le long de la macroimpulsion de 30 microsecondes a été effectuée à une énergie de 10 MeV environ. Pour cela nous avons divisé l'impulsion en tranches d'une microseconde de durée grâce à la fenêtre d'intégration variable de la caméra intensifiée et au réglage du signal de déclenchement par rapport au signal de référence.

Nous avons voulu faire une analyse du comportement du faisceau le long d'une macroimpulsion de 30 microsecondes. Le résultat est un film du faisceau lui-même dont peut remarquer des effets intéressants. Sur la fig.(6.11) nous présentons le résultat des 30 images acquises le long de la macroimpulsion.

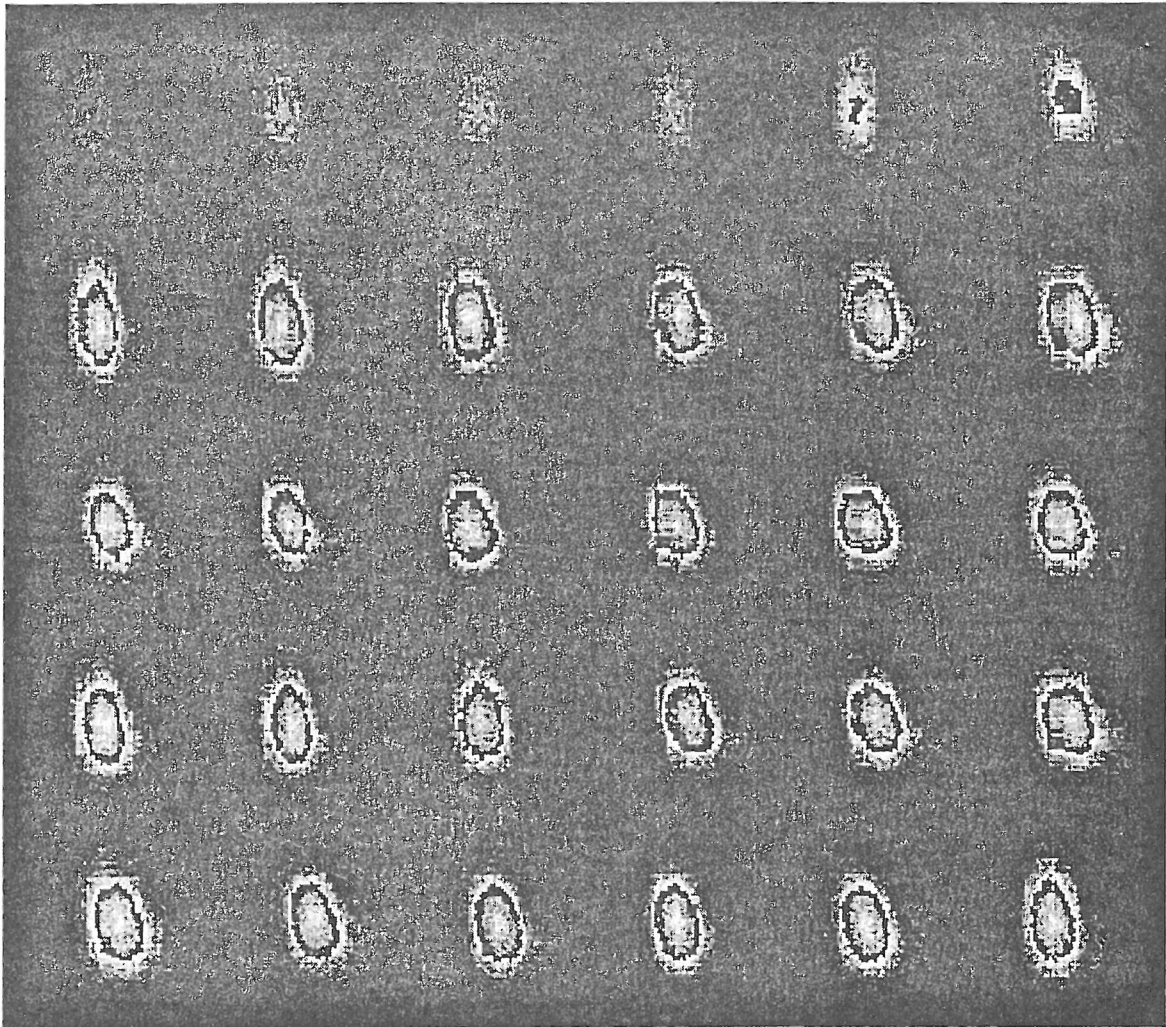


fig 6.11 -

Il est possible de remarquer que dans les premières 7-8 microsecondes, dans le front de montée, l'intensité est réduite. Afin d'étudier le comportement du faisceau, dans cette mesure, nous avons voulu analyser les variations pour chaque microseconde de trois paramètres:

- 1) l'intensité du faisceau
- 2) le déplacement du centre de masse
- 3) la taille du faisceau.

Les résultats sont exposés respectivement sur les fig. (6.13, 6.14, 6.15).

Sur la fig. (6.13) on trouve l'illustration de l'intensité du faisceau en fonction du temps. Il est donc possible de remarquer qu'il y a un front de montée qui dure 8 microsecondes environ pendant lequel l'intensité croît.

En réalité la mesure de courant effectuée sur une bobine indique que le front de montée est beaucoup plus rapide (~ 500 ns). Pour comprendre la variation de l'intensité

lumineuse il faut considérer que, dans l'intervalle 0 - 8 μ s, il y a compensation du " beam loading " dans le groupeur sub harmonique. Cela entraîne une rotation de phase du faisceau de 4° environ .

Pour comprendre quel est l'effet sur le faisceau à l'emplacement du radiateur RTO nous avons simulé cette situation au moyen de PARMELA. La fig.(6.12) présente les tailles du faisceau et sa distribution en énergie pour la phase de référence (252°) et pour une diminution de 4°.

On peut voir que les effets sont :

- 1) une augmentation de la taille du faisceau. Cela est expliqué par le déplacement du waist à la sortie de la cavité de capture en fonction de la phase du SHB.
- 2) Une réduction (~ 10%) de l'énergie moyenne du faisceau.

La mesure est affectée par ces deux effets lorsque pour une énergie réduite, dans le même angle solide, on a une réduction du flux photonique de l'ordre du 25% (vd fig 1.8).

Si on a une augmentation d'un facteur deux de la taille du faisceau, la surface de la CCD, sur laquelle le rayonnement est distribué augmente d'un facteur quatre.

On voit donc que ces effets affectent la sensibilité de la mesure optique par rapport au flux émis. Le résultat est une chute de l'intensité lumineuse comme on peut le voir en fig (6.13).

Cela est, sans doute, la raison pour laquelle la mesure d'émittance dans la première tranche est si différente des mesures effectuées sur le plateau (voir § 6.1.1 en tr1 - en tr 2)

zref= 795 cm

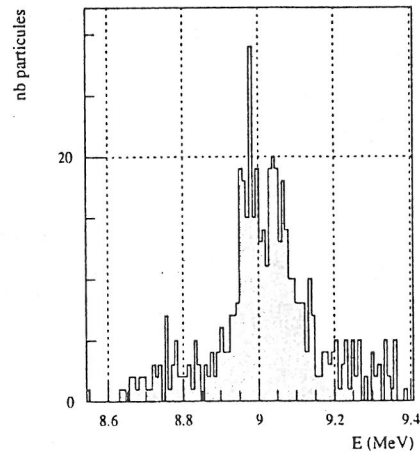
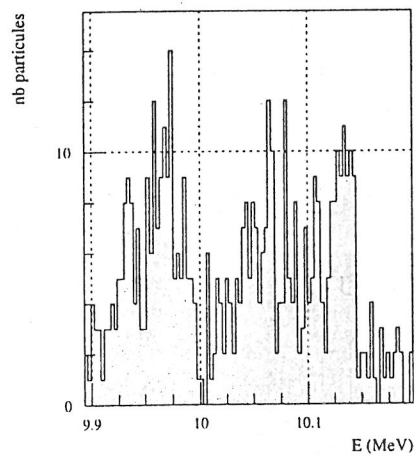
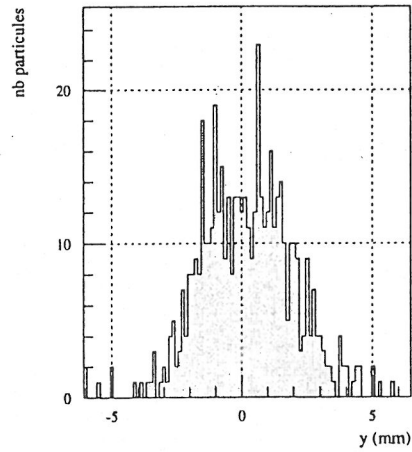
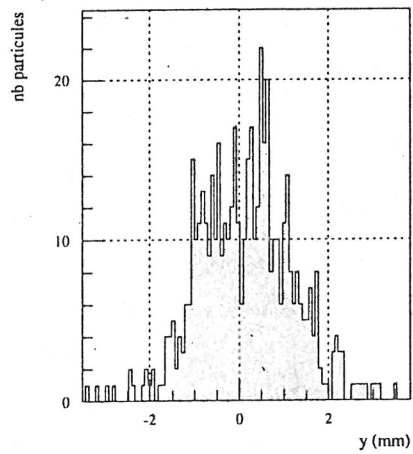
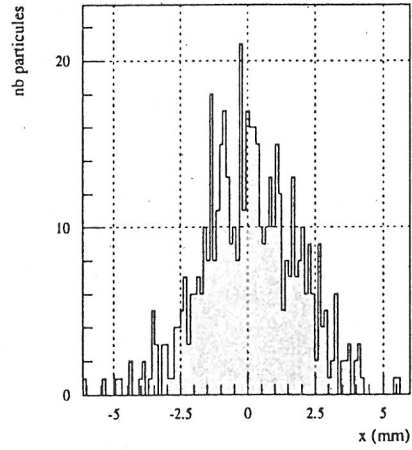
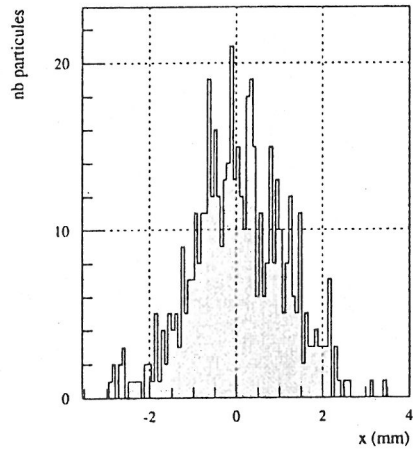
 $\phi_0 = 252^\circ$ $\phi_0 = 248^\circ$ élément n° 47

fig 6.12 -

Autrement on peut remarquer la stabilité le long de la macroimpulsion. Les fluctuations sont de $\sim 5\%$, sur lesquelles il faut aussi évaluer les variations statistiques du rayonnement émis.

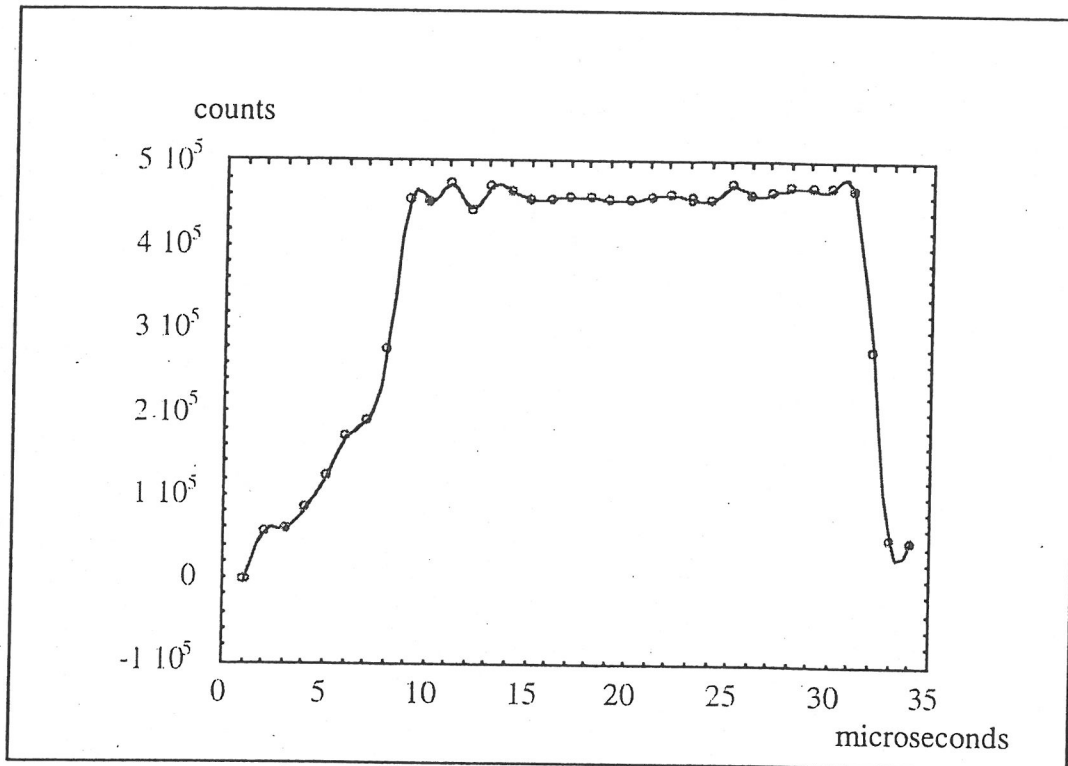


fig.6.13 -

Sur la fig. (6.14) le déplacement du centre de masse est illustré en coordonnées polaires. A dix degrés correspond une microseconde.

Il est donc possible de remarquer l'effet important que la phase de compensation du " beam loading " dans le SHB a sur la trajectoire. Dans cette phase, en effet, le déplacement du centre de masse est d'environ 1 cm (il faut, toutefois, rappeler que pour de faibles intensités il est assez probable que le centre de masse ne correspond pas au centre géométrique de l'image, mais qu'il est plus déplacé, donc l'effet est réduit si on veut l'évaluer en tant que déplacement total du faisceau).

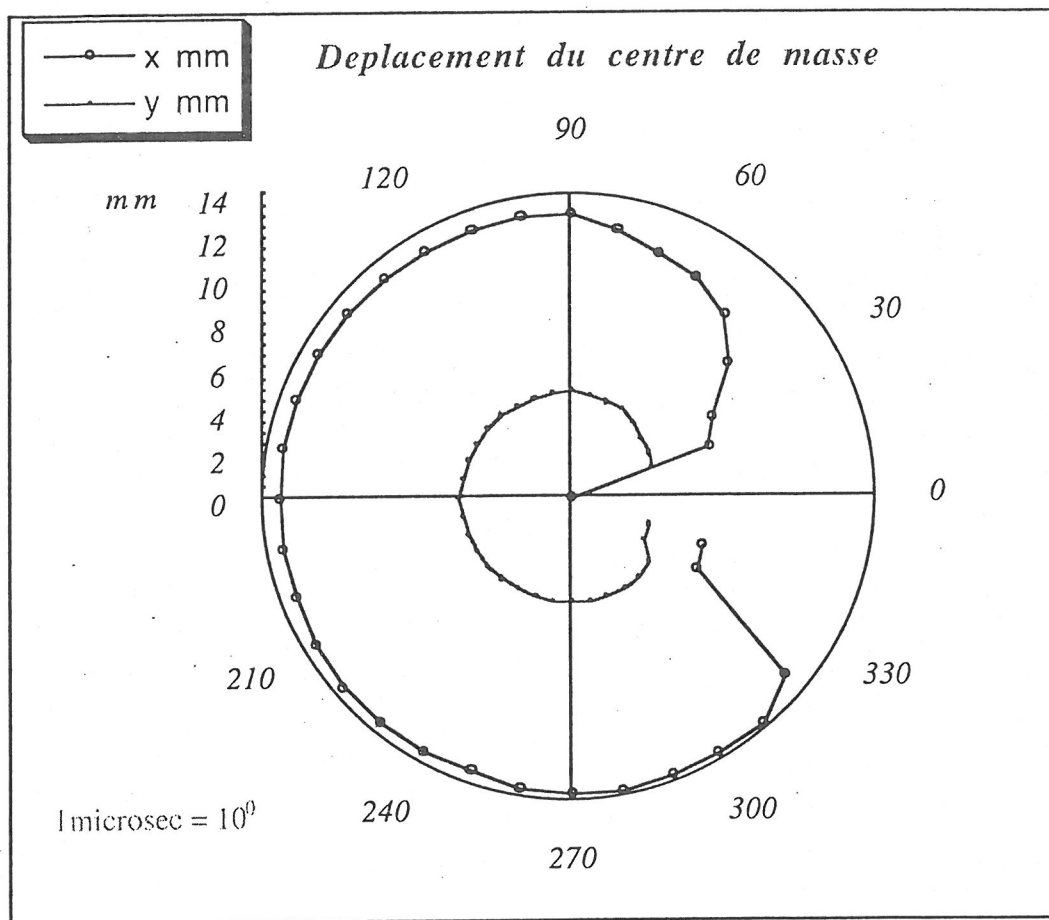


fig 6.14 -

Sur la fig.(6.15) on peut remarquer la variation des largeurs FWHM dans les coordonnées x et y. On peut donc remarquer que :

- 1) il y a toujours une asymétrie pour laquelle le faisceau dans la dimension verticale est plus grande que dans la section horizontale. Cela pourrait provenir du réglage imposé au triplet de focalisation.
- 2) Les variations de largeur le long de la macroimpulsion sont minimales dans la direction horizontale (100 microns environ), alors qu'elles sont plus considérables dans la direction verticale, où elles peuvent atteindre 250 microns. Cet effet peut être compris en se référant à l'oscillation présente sur l'aimant déflecteur.

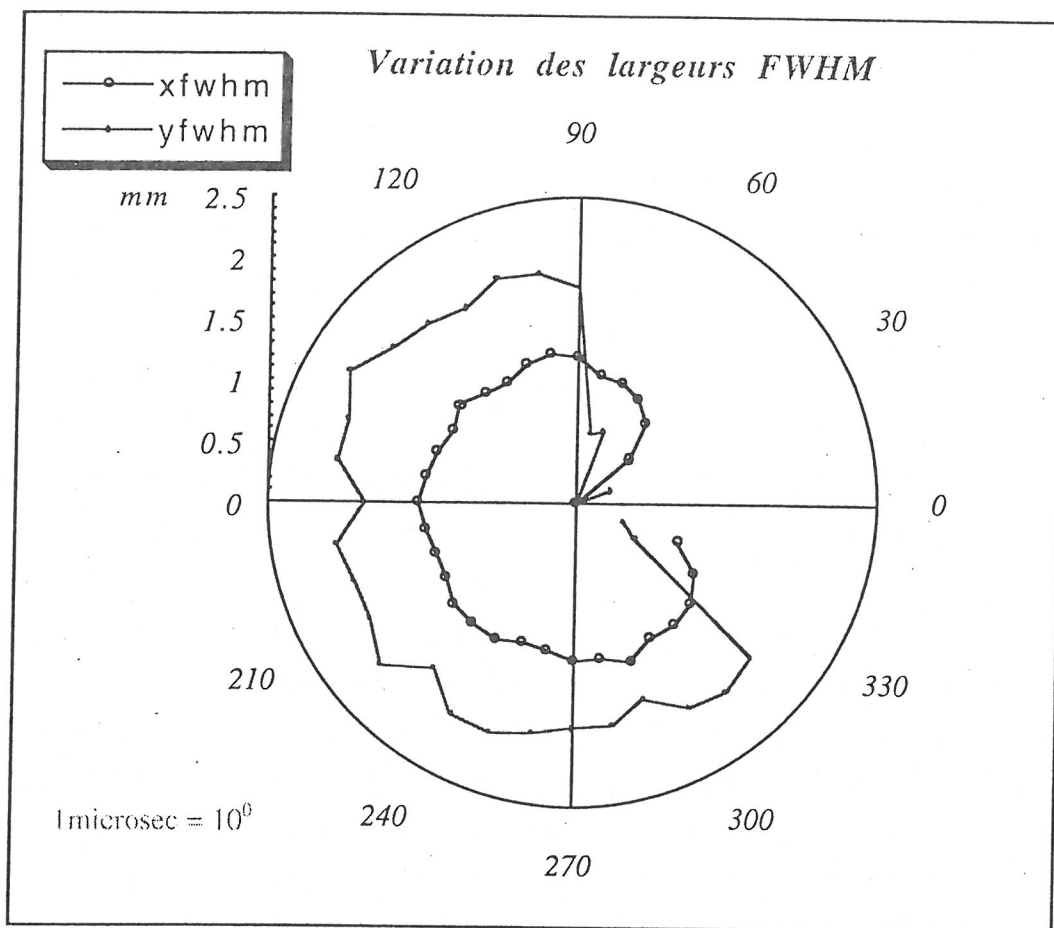


fig 6.15 -

A partir de cette mesure on peut donc conclure que :

- 1) *l'effet de compensation de phase dans le SHB pour la compensation du " beam loading " est remarquable. Au delà des variations dans l'émittance, déjà relevées au paragraphe précédent, on peut remarquer un déplacement considérable du centre de masse du faisceau pendant le front de montée.*
- 2) *Sur le plateau le faisceau est assez stable. Les variations de la largeur FWHM et des déplacements du faisceau sont minimales.*
- 3) *L'intensité dans la macroimpulsion correspond aux précisions dans le plateau avec une bonne stabilité (de l'ordre du %). Dans le premiers 8 μ s la mesure est affectée par une réduction de l'intensité lumineuse sur la CCD. Celà est du à l'effet de compensation du " beam loading " dans le groupeur sub harmonique qui réduit l'énergie du faisceau et augmente sa taille sur le radiateur RTO. Pour cette raison on envisage d'effectuer les*

prochaines mesures d'émittance en intégrant dans un domaine qui commence après les premières 8 μ s

4) Ce type d'analyse pourrait aussi être appliqué efficacement à l'étude des variations de la dispersion de l'énergie dans la macroimpulsion en opérant une analyse de la taille du faisceau après le spectromètre en fonction, par exemple, de la phase de la cavité de capture.

6.5) La mesure de longueur de paquet

La mesure de longueur de paquet a été réalisée au cours de deux sessions. Dans la première elle a été tentée en utilisant le radiateur de rayonnement de transition. On a vu (§ 5.2) que cette mesure présentait des difficultés techniques considérables le flux photonique émis par chaque micropaquet étant faible. On a donc prêté la plus grande attention à l'opération d'alignement du chemin optique. Toutefois, la difficulté du trajet (plus de la moitié du chemin était suspendu à plus de 2 mètres de hauteur) a sans doute entraîné quelques imprécisions. Cela s'est produit dans la première acquisition de l'image statique, où la caméra à balayage de fente est utilisée comme une caméra intensifiée. A partir de l'image acquise on a pu constater, en plaçant des filtres interférentiels, que la mesure en régime dynamique n'était pas réalisable à cause du manque de flux. Nous avons conclu que le nombre de photons au départ était trop limité pour pouvoir opérer une mesure efficace et nous avons donc choisi d'installer un radiateur Cherenkov, afin de disposer d'un flux plus important.

6.5.1) Le radiateur Cherenkov

Comme on l'a déjà mentionné dans l'introduction théorique, le rayonnement Cherenkov se produit lorsqu'une particule chargée traverse un milieu à une vitesse plus élevée que celle de la lumière dans le milieu lui-même. Il est émis dans un angle déterminé par:

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon(\omega)}}\right)$$

où ϵ indique la constante diélectrique du milieu. Avant d'installer le radiateur, nous avons effectué quelques calculs des caractéristiques du radiateur choisi pour évaluer ses performances. On décrira brièvement ci-dessous les calculs menés pour l'évaluation de l'angle Cherenkov, de l'angle d'inclinaison du radiateur pour l'optimisation de la transmission du flux, de l'augmentation de flux par rapport au radiateur RTO, de l'échauffement pendant la macroimpulsion et des effets éventuels d'allongement du paquet photonique émis dus au type d'émission.

6.5.1.1) L'angle Cherenkov, l'angle du radiateur

Le radiateur Cherenkov choisi est une lame de saphir de 500 microns d'épaisseur et de 16 mm de diamètre. L'indice de réfraction du saphir étant ~ 1.77 dans toute la bande optique, l'angle d'émission Cherenkov est donné par:

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n(\omega)}\right) \sim 55,5^\circ$$

Le hublot se trouve dans un plan parallèle au faisceau. Pour fixer l'angle d'inclinaison du radiateur par rapport au faisceau on doit considérer également la réfraction du rayonnement à la sortie du saphir et faire en sorte que l'association de l'angle Cherenkov et de l'angle de réfraction se traduise par un rayon émergent perpendiculaire à la direction du faisceau.

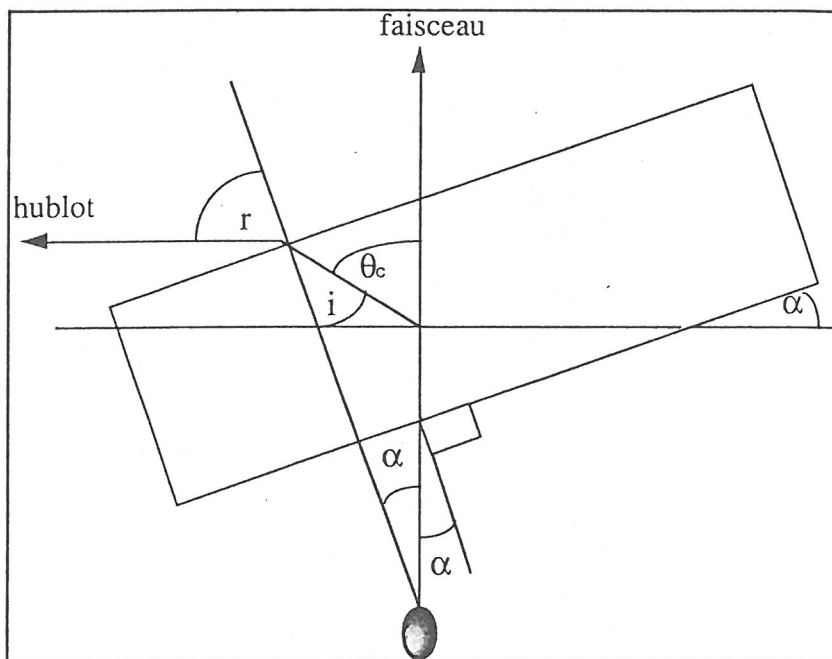


fig 6.16 -

En utilisant la relation de Fresnel et en se référant à la figure (6.16) où par i on indique l'angle d'incidence, par r l'angle de réfraction et par α l'angle entre la direction du faisceau et la normale à la surface du radiateur, on peut obtenir la relation (valable uniquement lorsque le hublot de sortie est parallèle à la direction du faisceau):

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \theta_c - \frac{1}{n(\omega)}}{\cos \theta_c}$$

à partir de laquelle on obtient $\alpha = 24.8^\circ$. Le plan de l'installation est présenté sur la fig. (6.17).

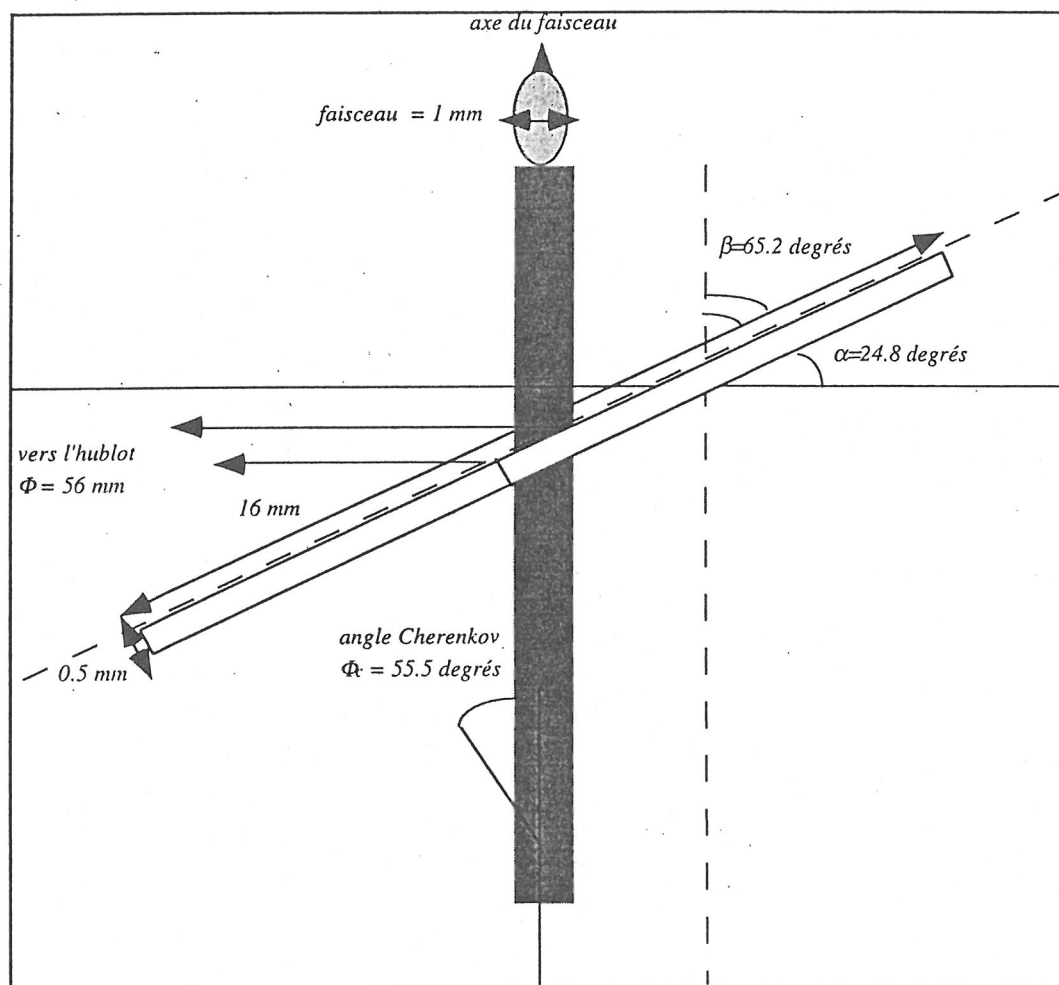


fig 6.17

6.5.1.2) Le flux émis

Dans l'émission Cherenkov le nombre de photons émis par particule chargée, dans l'intervalle des longueurs d'onde optiques λ_1 - λ_2 , est donné par l'équation :

$$\frac{N_{ph}}{e^-} = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) L_0$$

où α est la constante de structure fine et L_0 le trajet de l'électron dans le radiateur. Pour une énergie de 10 MeV on a dans la totalité du cône d'émission une production de 16.5 photons par électron dans la bande de 400 à 700 nm. Si par contre on calcule le flux recueilli dans le cône angulaire sous-tendu par le hublot de sortie, il se réduit à 1.2 ph par e^- . Cela nous amène à une augmentation du rayonnement produit par rapport au radiateur RTO d'un facteur ~ 200 (calculant les pertes sur le bord de la première lentille). Cela devrait nous permettre d'atteindre une intensité de flux suffisante à l'entrée de la caméra à balayage de fente.

6.5.1.3) L' échauffement

Tout comme dans le cas du radiateur RTO, nous avons voulu évaluer l' échauffement du radiateur pendant la macroimpulsion afin d'éviter un endommagement éventuel. Pour le saphir on a :

$$Q = \frac{dE}{dx} L_0 \rho \quad (\text{énergie déposée})$$

$$\text{avec } \frac{dE}{dx} \sim 2 \text{ MeV} / \text{g cm}^{-2} ; \quad \rho = 3.98 \text{ g cm}^{-3}$$

En appliquant la relation (5.9.3) on obtient un échauffement par particule de $\sim 4.38 \cdot 10^{-11}$. Le long d'une macroimpulsion de $\sim 10 \mu\text{s}$ (8mA - 37 nC par micropaquet) on aura donc un accroissement moyen de la température de 17.5° environ qui est largement compris dans les limites du non endommagement. Aussi dans ce cas l'échauffement moyen sur une série de macroimpulsions reste faible.

6.5.1.4) La résolution de la mesure - L'allongement du paquet optique

Les effets qui théoriquement influent sur l'émission du paquet optique sont multiples. Nous allons ici les passer brièvement en revue et estimer leur conséquences sur la mesure. On peut diviser les causes d'allongement du paquet optique en deux parties: celles dues à l'émission d'une particule seule et celles dues au retard entre l'émission de deux particules différentes (effet de la dimension réelle du faisceau).

Commençons par analyser les premiers. Si on pense à une particule qui traverse le radiateur on a :

1) effet d'épaisseur du radiateur Cherenkov.

L'impulsion Cherenkov est une 'onde de choc' et son temps de formation est $\sim \lambda n / c$ (quelques femtosecondes, donc négligeable) quel que soit l'épaisseur du radiateur.

2) Effet de la diffraction et de la diffusion multiple. Ces deux effets produisent un élargissement angulaire du rayonnement Cherenkov qui se manifeste par un cône d'émission d'épaisseur finie. Cela entraîne que des photons émis par le même electron sortent du radiateur Cherenkov en des points différents (A et B sur la fig 6.18)

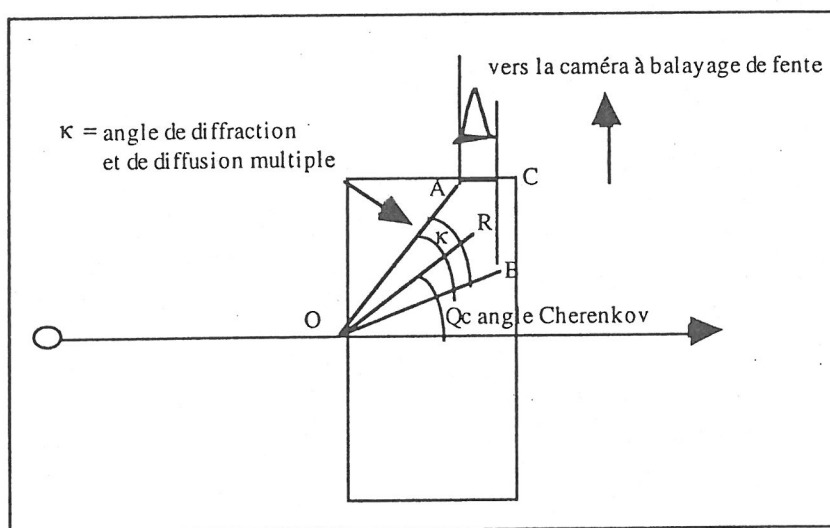


fig. 6.18 -

En se référant à la fig (6.18) le retard $\Delta t = CB / c$ entre les différents photons entraîne un élargissement de la fonction $\delta(t)$ pour une particule ponctuelle.

Le calcul est illustré en annexe 4 et le résultat, dans notre cas, porte sur un retard de 0.12 ps.

Nous avons aussi les effets dus à la dimension du faisceau, c'est à dire le retard des photons émis par des particules différentes. On a:

1) effet d'allongement du chemin optique donné par l'inclinaison du radiateur Cherenkov. En effet on a vu que, dans le cas du radiateur RTO, pour des faisceaux de forme allongée l'effet d'inclinaison du radiateur ne contribue pas à l'allongement du paquet.

2) Retard des photons émis par deux particules différentes. Dans [45] un effet d'allongement de paquet est évoqué. Il est dû à la différence de chemin optique pour des photons émis dans différents points du radiateur à cause de l'inclinaison du radiateur lui-même et de la dimension du faisceau. Cet effet serait proportionnel à la dimension transverse du paquet.

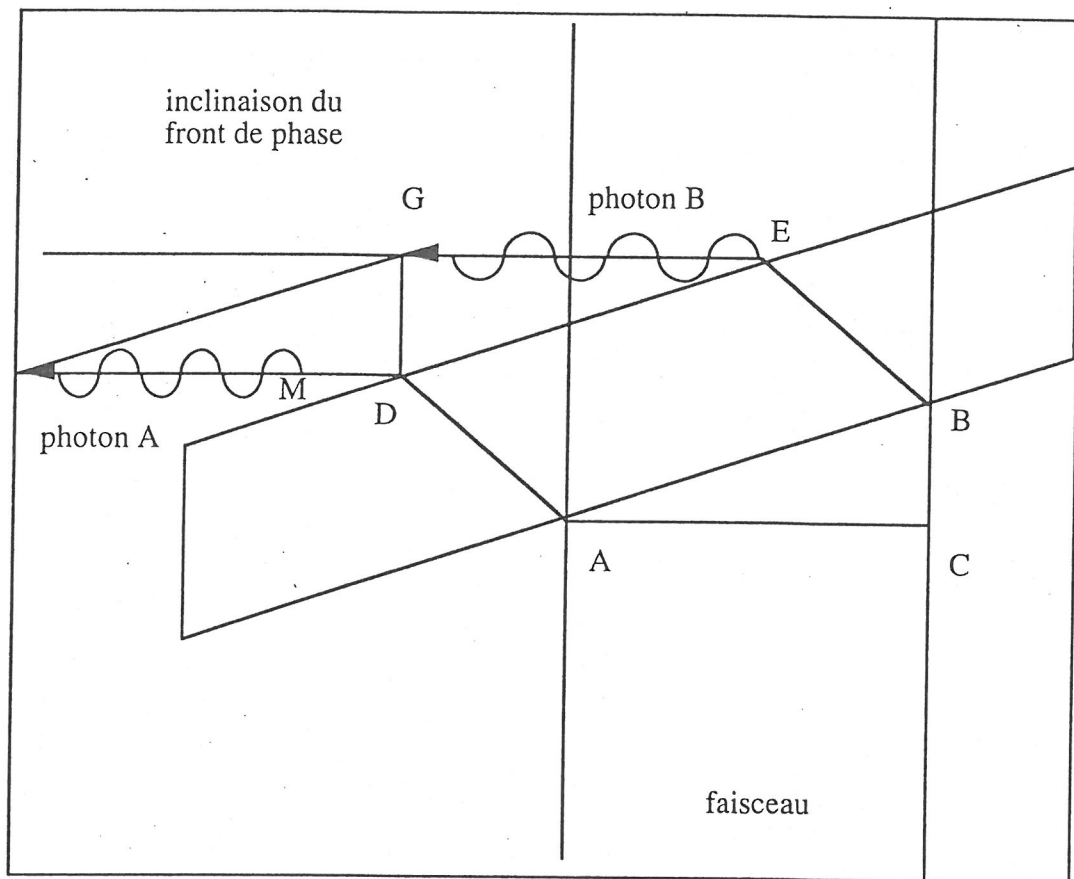


fig 6.19 -

En se référant à la fig.(6.19) l'allongement du paquet serait donné par:

1) retard d'émission du photon B par rapport au photon A dû à l'inclinaison du radiateur. En supposant que la particule est ultrarelativiste, ce retard peut être quantifié au moyen de la relation : $\Delta\tau = BC / c$.

2) Le parcours supplémentaire GE effectué par le photon B par rapport au photon A qui est égal à la taille transverse du paquet et où donc $\Delta\tau = GE / c$.

La signification de ce retard mérite d'être analysée. Il correspond en fait à une inclinaison du front de phase du rayonnement dans le plan d'inclinaison du radiateur Cherenkov. Le résultat de cet effet est une inclinaison de l'image acquise dans la caméra à balayage de fente si le balayage est effectué dans le même plan que celui du retard du front d'onde. Cet effet a été remarqué pour des retards de fronts de phase créés dans l'émission d'une photocathode par un faisceau laser incident obliquement [51]. Dans notre cas, on peut observer que la mesure n'est pas affectée par cet effet lorsque la fente est orientée selon le plan perpendiculaire au plan d'inclinaison (plan A-B-C en fig.6.19) du Cherenkov. L'analyse de la transmission dans la ligne optique des plans X et Y est illustrée en fig.(6.20)

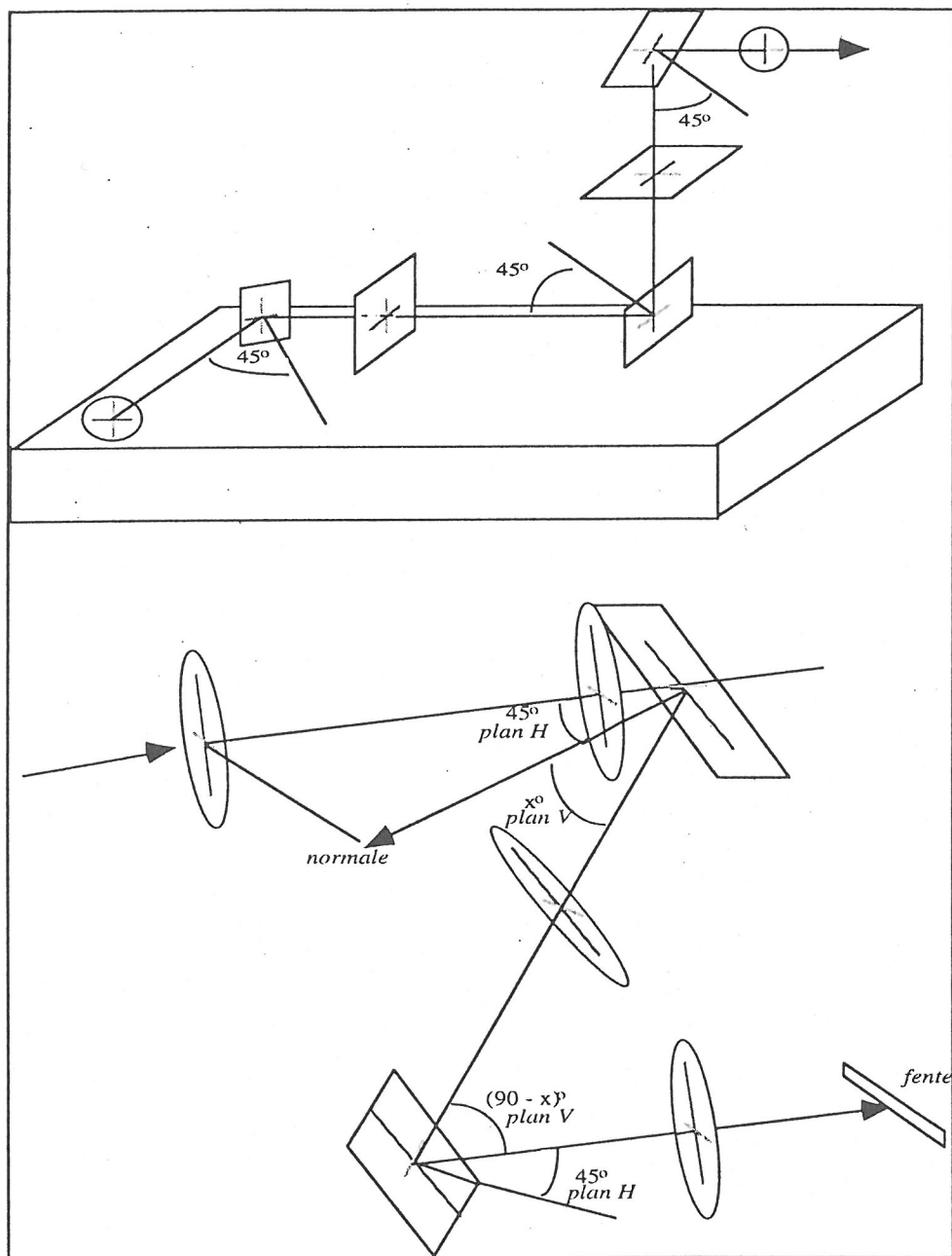


fig. 6.20 -

Le chemin optique a été divisé en deux parties pour la clarté du schéma. On peut voir comment le plan horizontal (plan d'inclinaison du radiateur Cherenkov) est transformé en le plan vertical à l'entrée de la caméra à balayage de fente.

Dans le cas où l'effet n'est pas annulé avec une rotation dans la ligne optique, et s'il est considérable, on peut agir de trois manières :

- 1) effectuer l'analyse de la mesure sur l'image inclinée obtenue, c'est-à-dire intervenir au niveau du calcul;
- 2) placer la fente de la caméra à balayage de fente dans le plan transverse où l'effet de l'inclinaison n'est pas présent (le plan perpendiculaire au plan représenté sur la fig.(6.20)) : c'est le cas dans notre mesure.

6.5.2) Les simulations - Longueur de paquet, Dispersion en énergie

On présente ici des simulations effectuées pour étudier les caractéristiques du faisceau dans le plan longitudinal en cherchant à imposer à PARMELA les réglages de l'injecteur utilisés pendant les mesures.

Il faut rappeler que les simulations PARMELA ont une signification relative par rapport aux valeurs réelles surtout dans le plan longitudinal comme on l'a remarqué en § 6.2. Leur utilisation permet d'examiner le comportement relatif du faisceau par rapport aux variations du gradient dans le groupeur sub harmonique et de la phase dans la cavité de capture.

Les résultats sont exposés sur les fig. (6.21, 6.22, 6.23, 6.24, 6.25).

Sur la fig.(6.21) le faisceau est représenté dans le réglage optimal. Sur les fig.(6.22) et (6.23) on a représenté les variations de l'extension du faisceau dans le plan longitudinal, représenté par les coordonnées phase et énergie, suivant la variation du gradient du SHB. Sur les fig. (6.24) et (6.25) on voit les variations de l'extension en phase et en énergie obtenues en faisant varier la phase dans la cavité de capture.

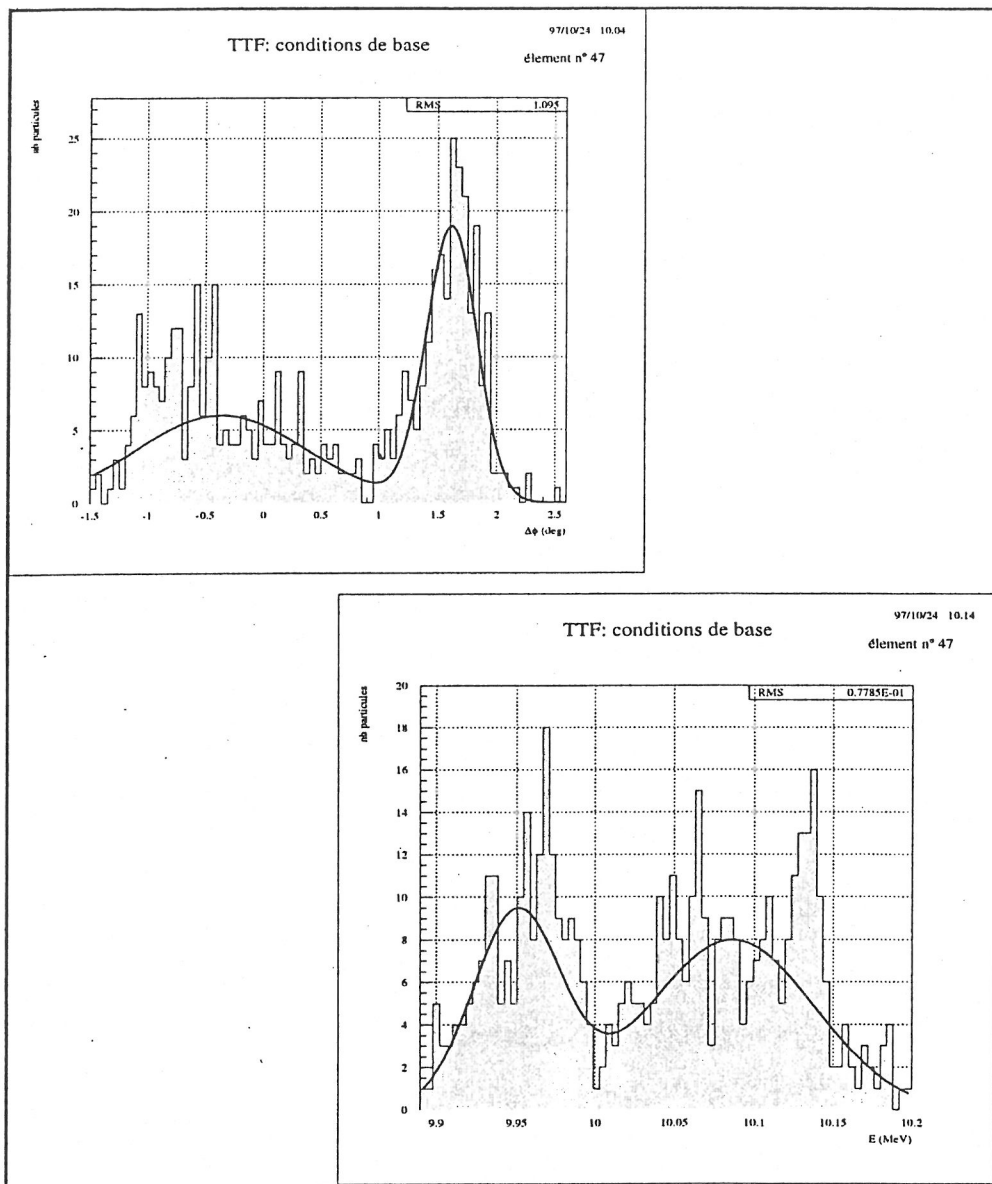
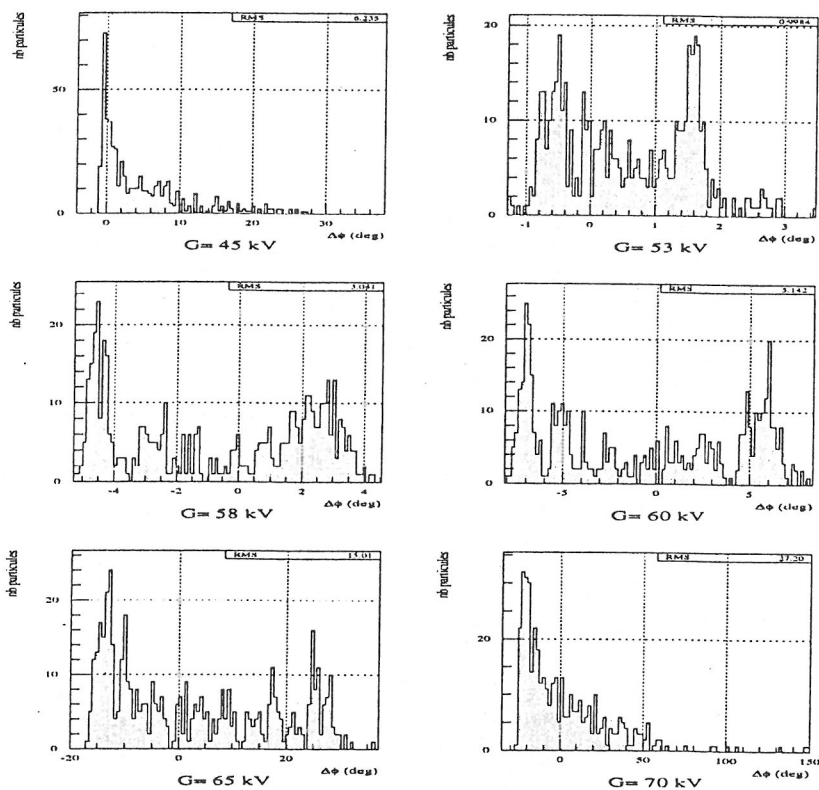


fig 6.21 -

Les résultats seront commentés au fur et à mesure de l'illustration des mesures effectuées au prochain paragraphe. La seule chose qu'on voudrait faire remarquer est la simulation accomplie dans la phase optimale où le faisceau est représenté par deux lobes séparés par une zone à faible intensité. Dans la session expérimentale on verra qu'en réalité le groupement du faisceau est meilleur que dans la simulation théorique. On se reportera, donc, à ces simulations pour analyser, de manière relative, les modifications des caractéristiques du faisceau en fonction des paramètres de phase de la cavité de capture et de gradient du SHB.

Extension en phase en fonction du gradient
dans le groupeur sub-harmonique

97/10/28 15.31
élément n° 47



Distribution en énergie en fonction du gradient
dans le groupeur sub-harmonique

97/10/28 15.42
élément n° 47

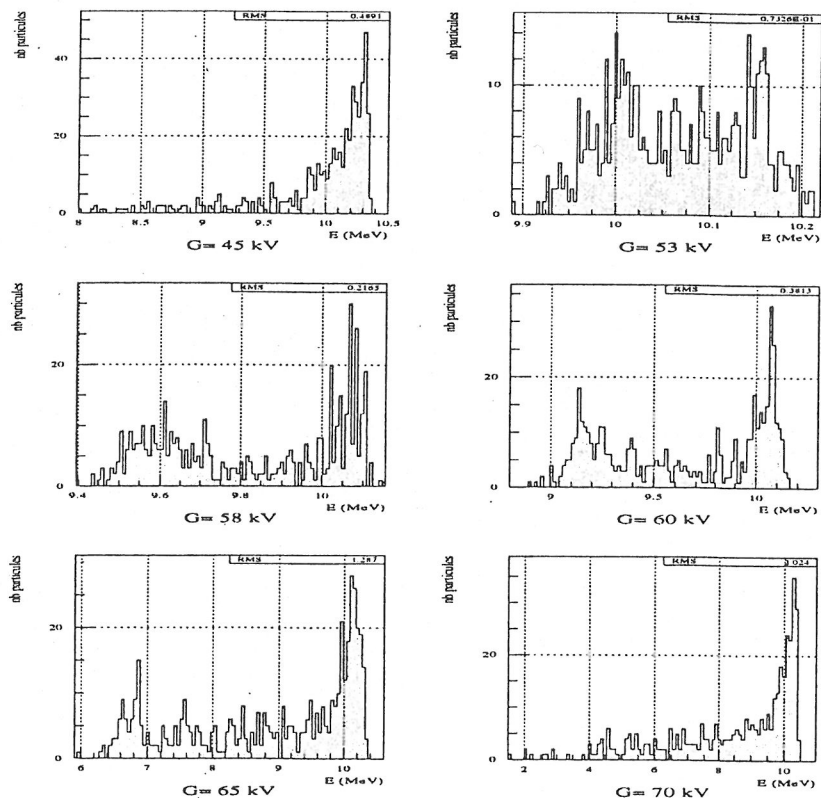


fig 6.22 - 6.23

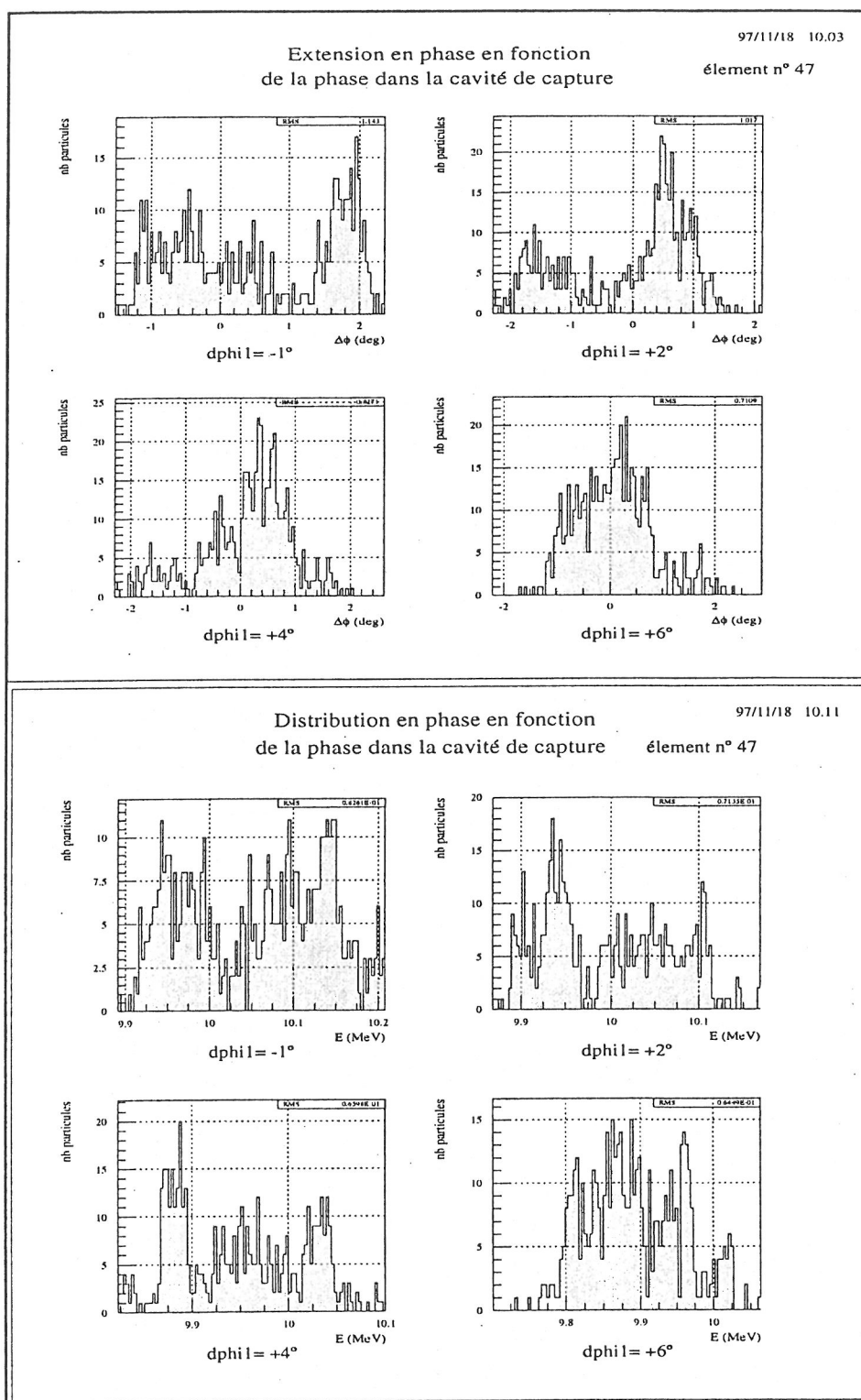


fig 6.24 - 6.25

6.5.3) Les mesures - Les résultats

La mesure de longueur de paquet, elle aussi, s'est déroulée en un temps très réduit et dans des conditions opérationnelles difficiles. Dans ce cas aussi on a relevé un fonctionnement à la limite de l'émission de la cathode. Cette fois, les conditions pour le canon ont été beaucoup plus restrictives par rapport aux mesures d'émittance à tel point que pour avoir une émission suffisante nous avons du chauffer la cathode à un niveau de 12 V (100% d'augmentation par rapport au fonctionnement normal). Avant les mesures de longueur de paquet nous avons effectué une mesure de dispersion en énergie dans le spectromètre. Le résultat est exposé sur la fig (6.26)

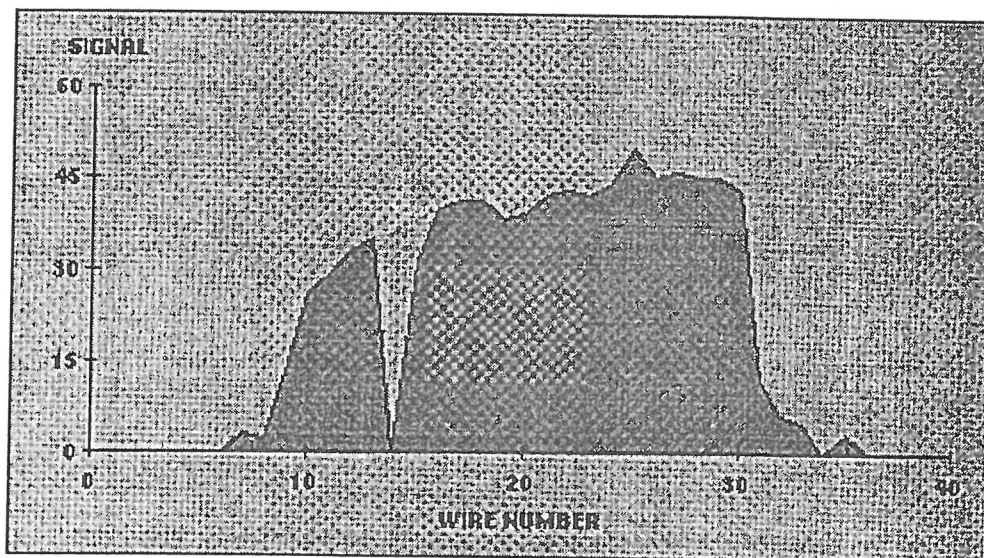


fig 6.26

La dispersion RMS est de 79.13 KeV. L'énergie du faisceau étant de 10.11 MeV, la dispersion est de $\sim 0.8 \%$.

Après avoir acquis des images dans le réglage optimal nous avons cherché à en acquérir d'autres en faisant varier les paramètres HF, c'est-à-dire le gradient dans le SHB ou la phase dans la cavité de capture.

Afin d'illustrer les résultats sur les figures suivantes on montre l'image acquise, le profil obtenu et la gaussienne ajustée pour la détermination de σ . De plus, pour chaque mesure nous commenterons les résultats expérimentaux.

Sur la fig.(6.27), on peut voir l'image et les profils de l'acquisition statique, le déflecteur de la caméra n'étant pas alimenté. La forme est pratiquement gaussienne et le

rapport signal / bruit est excellent. La tension d'amplification de la caméra est fixée à 650 V lorsque le niveau maximal est de 869 V. L'image acquise représente donc la résolution de notre système et, pour trouver la longueur réelle du faisceau, on devra la soustraire à la mesure effectuée, avec la contribution estimée pour l'allongement du paquet dû à l'épaisseur du radiateur Cherenkov et à la contribution globale de la diffraction et de la diffusion multiple, suivant l'équation:

$$\sigma_{\text{faisceau}} [ps] = \sqrt{\sigma_{\text{mes}}^2 - \sigma_{\text{res}}^2 - \sigma_{\text{Dif}}^2} \sim \sqrt{\sigma_{\text{mes}}^2 - (0.8)^2 - (0.12)^2} \Downarrow$$

$$\Uparrow = \sqrt{\sigma_{\text{mes}}^2 - 0.6544} [ps]$$

La résolution mesurée ($\sigma = 0.8$ ps) est proche de la limite des performances de la caméra à balayage de fente pour les fréquences optiques.

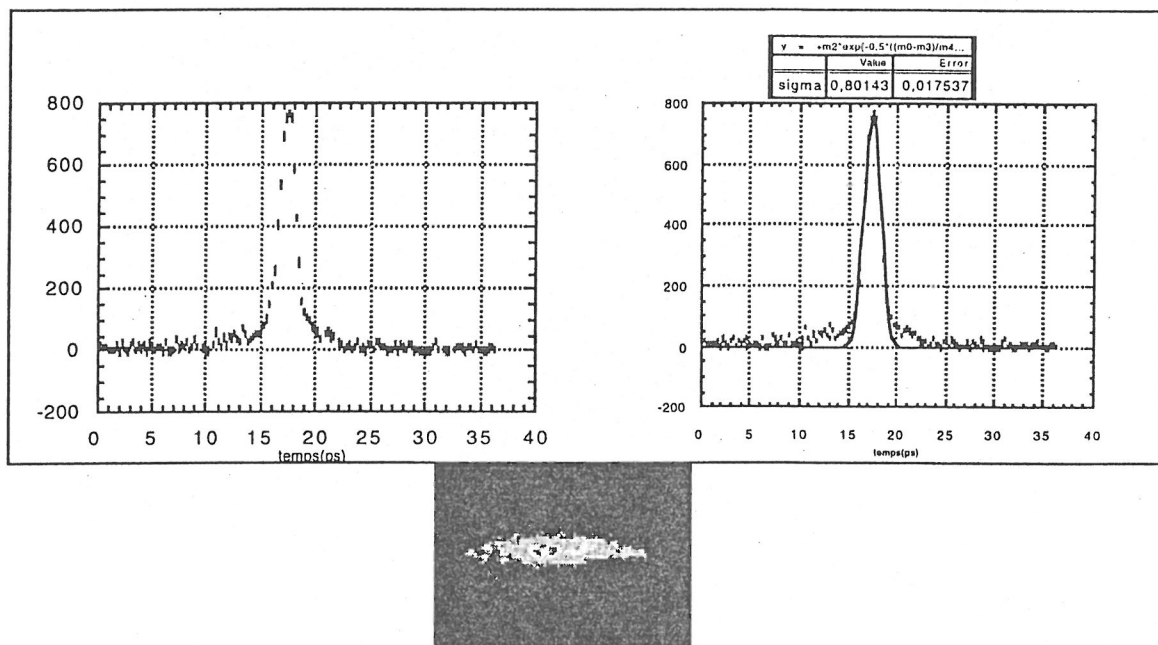


fig 6.27 -

Après avoir représenté l'acquisition de la fente statique sur les fig. (6.28, 6.29, 6.30) on expose les résultats des mesures faites en condition de balayage pour le réglage optimal de l'injecteur. Cela a été obtenu en optimisant la dispersion en énergie et les signaux indiquant le rapport de transmission en ligne directe et dans le spectromètre.

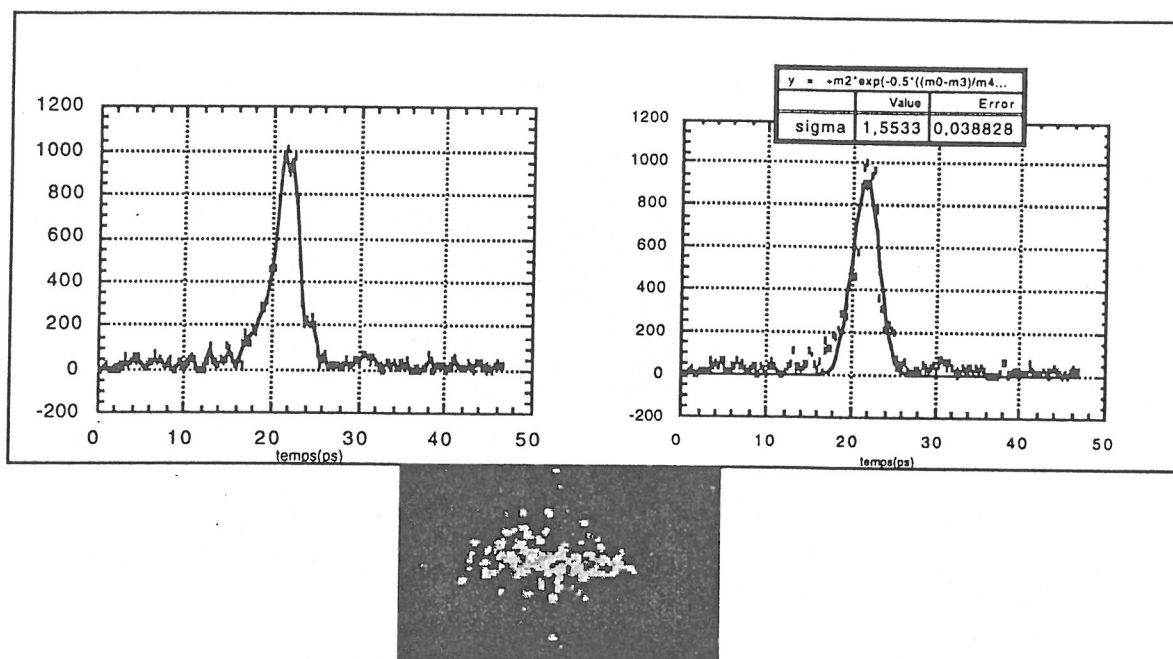


fig 6.28

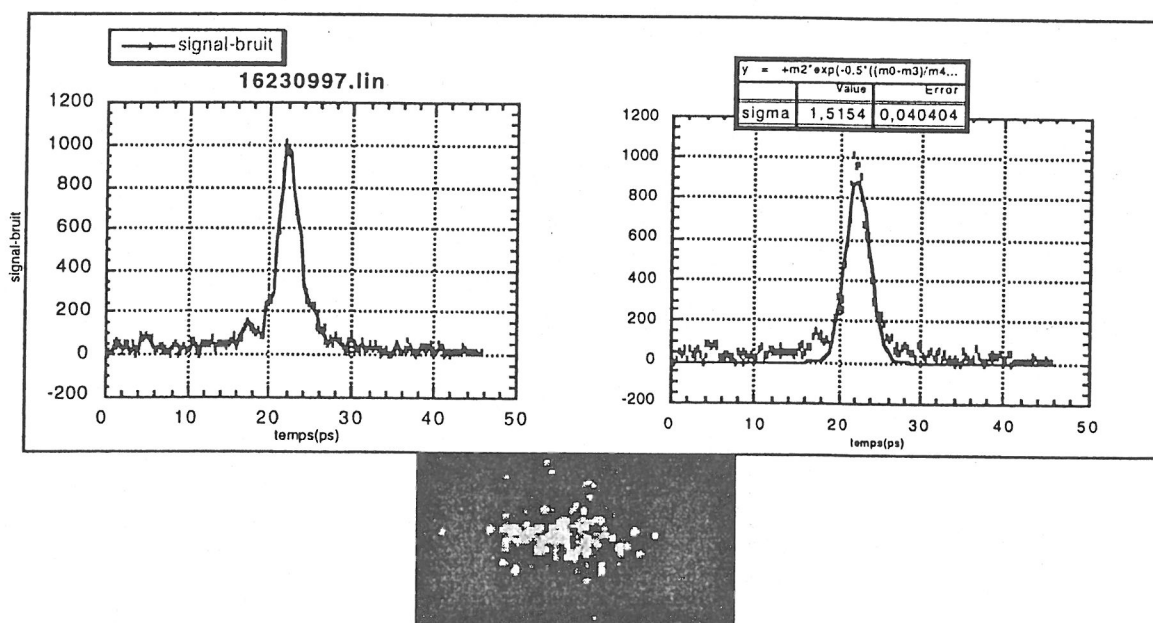


fig 6.29

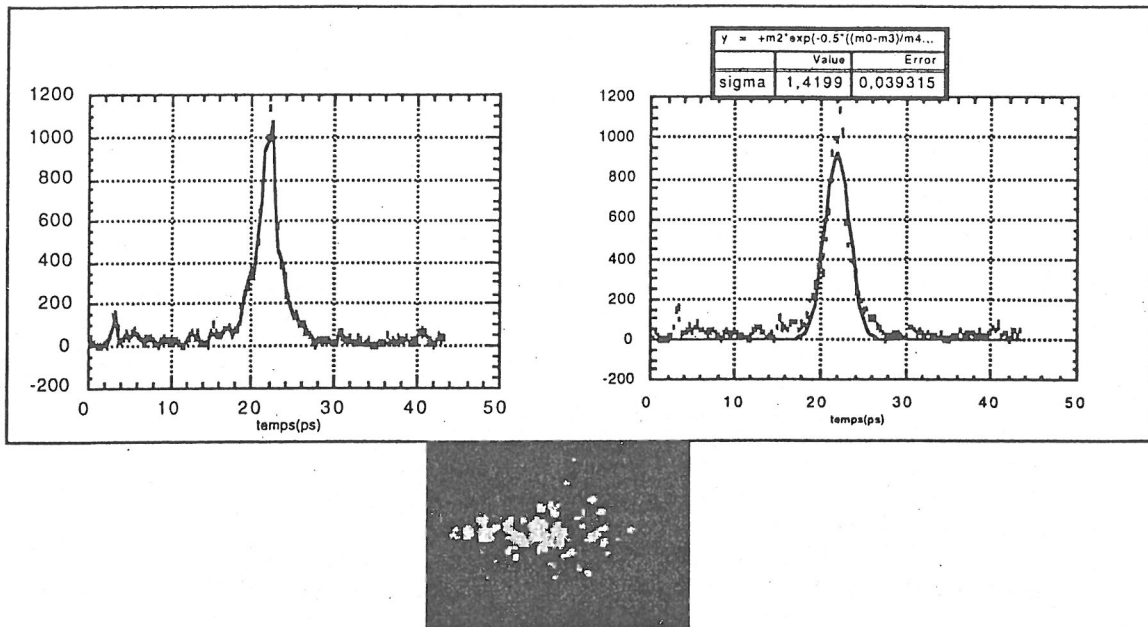


fig 6.30

Revenant aux figures (6.28, 6.29, 6.30) où on peut remarquer que:

- 1) les images sont très bonnes et le rapport signal bruit est excellent;
- 2) la σ mesurée est en moyenne de 1.5 ps environ qui, corrigée de la contribution de la résolution, nous amène à une valeur de ~ 1.25 psec. Cela correspond aux valeurs nominales de la simulation effectuée au moyen de PARMELA où la valeur σ_{rms} est de $\sim 0.6^\circ$ c'est-à-dire 1.2 psec ($1^\circ \sim 2$ ps). Un autre effet à remarquer est que, par rapport à la simulation effectuée, il n'y a pas dans la mesure de queue à faible énergie qui accompagne le faisceau.

Sur la fig. (6.31) le réglage de l'injecteur est resté le même, mais nous avons placé un absorbeur à l'entrée de la fente et nous avons donc élevé le gain au maximum. L'élargissement du paquet que l'on peut remarquer peut être dû aux mêmes effets de saturation relevés pendant les mesures sur la caméra intensifiée (la caméra Quick et la caméra à balayage de fente utilisent le même type de photocathode S - 20).

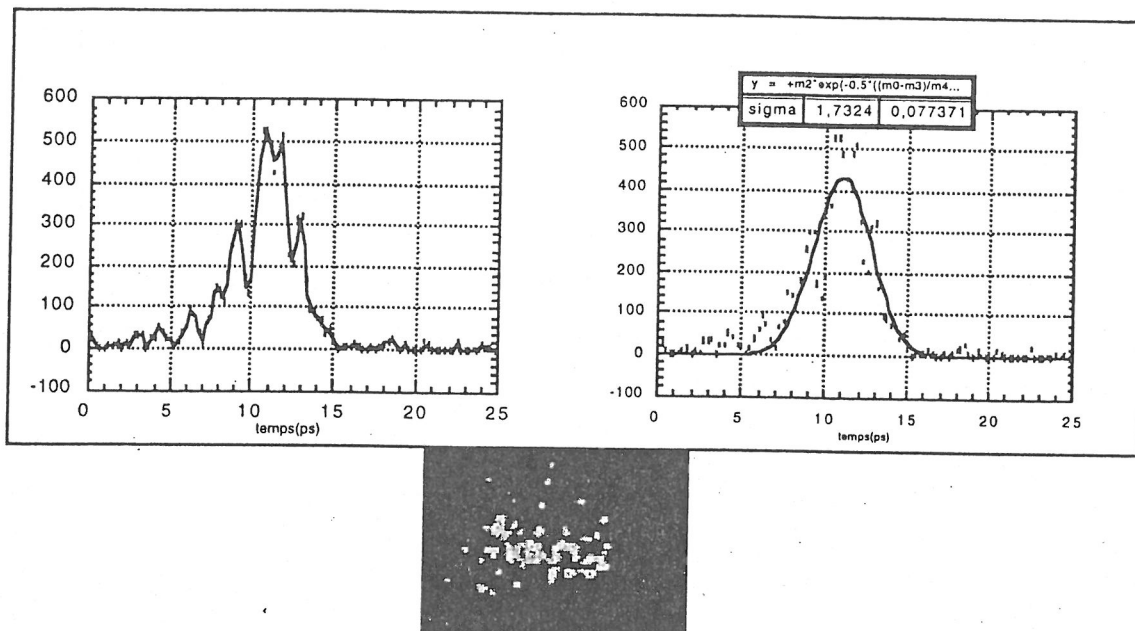


fig 6.31

Le même réglage optique, mais sans absorbeur, a été utilisé dans la mesure illustrée sur la fig. (6.32)

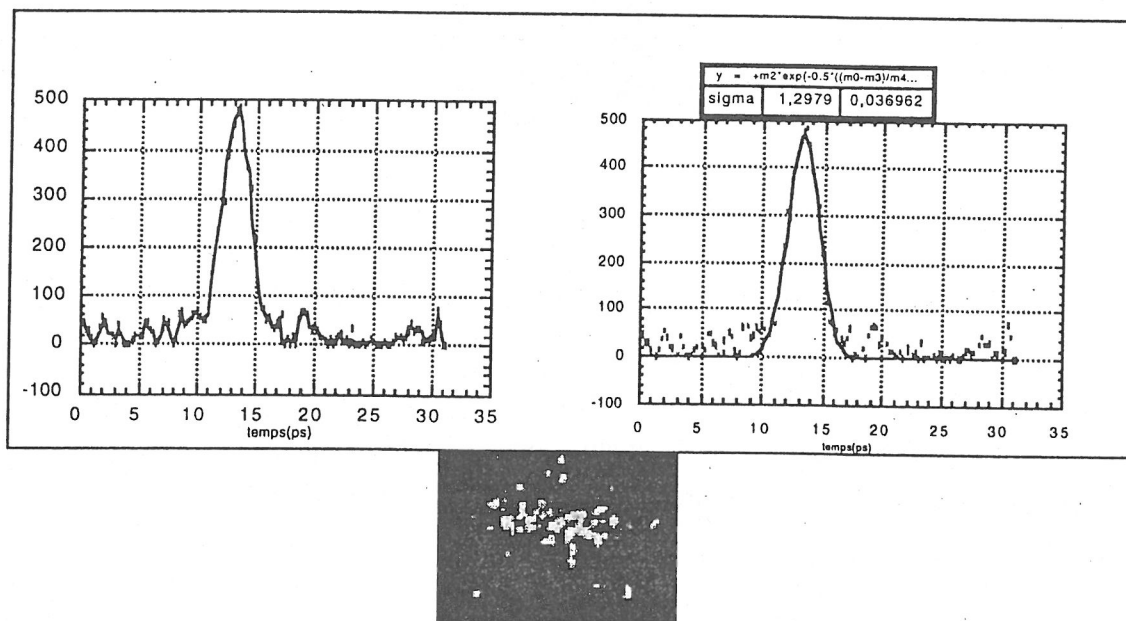


fig 6.32

Toutefois, on a fait varier ici le gradient dans le groupeur subharmonique en passant de 60 à 65 KV. L'effet est surprenant car on remarque un retrecissement important du paquet qui approche la limite de résolution de la caméra à balayage de fente. On pense

donc que cette mesure est surtout due à une fluctuation du faisceau qui, on le rappelle encore une fois, est toujours affecté par des oscillations à cause de l'émission imparfaite de la cathode.

Afin d'éviter les effets non linéaires causés par la saturation, nous avons supprimé le filtre et réduit l'amplification. Sur la fig.(6.33) on voit le résultat pour la mesure à 65 KV dans le nouveau réglage d'acquisition optique. Ici le résultat est plus cohérent car on remarque l'élargissement du paquet qui est mesuré à $\sigma \approx 2$ ps (1.8 ps avec la correction donnée par la résolution).

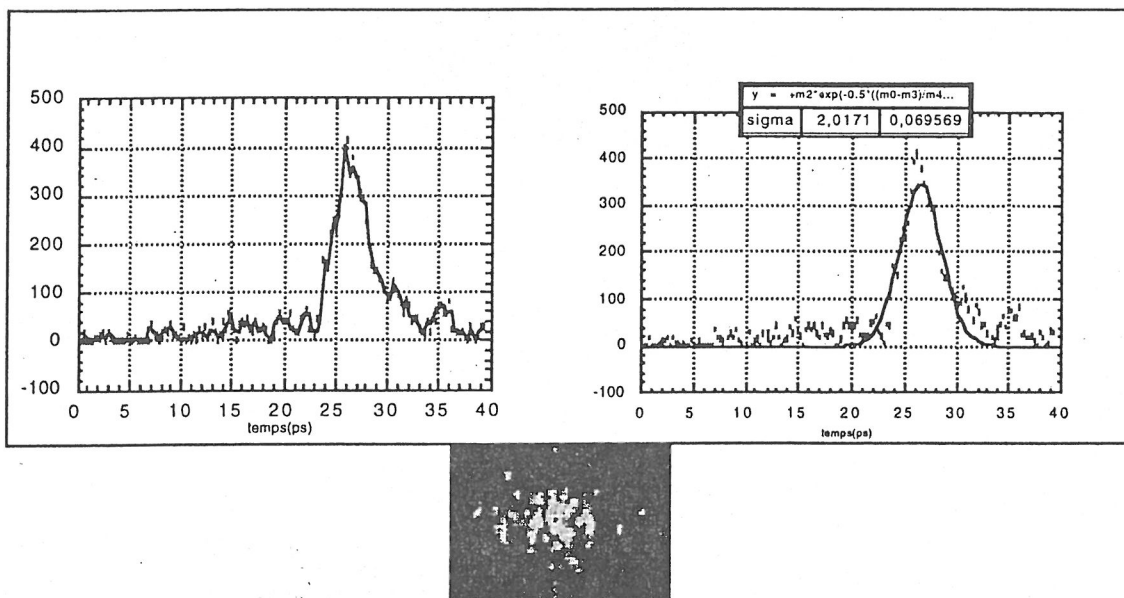


fig 6.33

Le comportement relatif semble être en accord avec la simulation où à une augmentation du gradient correspond un agrandissement du lobe principal.

Nous avons alors augmenté encore le gradient et atteint 70 KV. Les résultats sont exposés sur la fig.(6.34). Ici la longueur demeure également de 1.8 ps environ. Le comportement reste encore cohérent avec les simulations par rapport au réglage de référence.

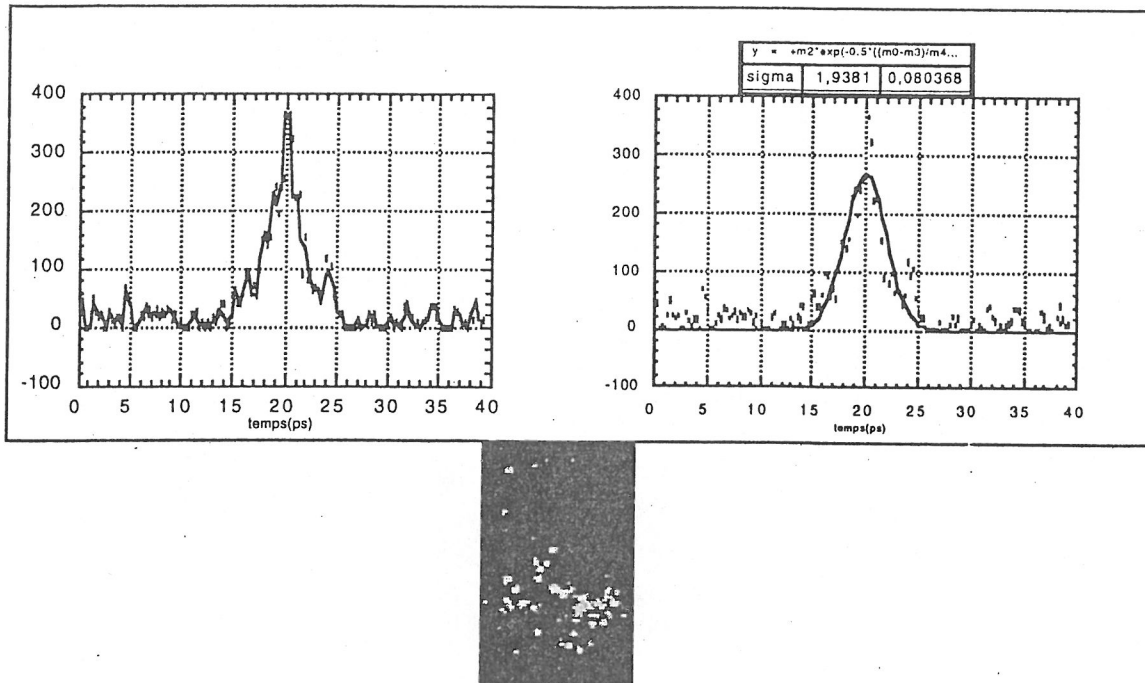


fig 6.34

Sur les fig. (6.35) et (6.36) on a illustré les résultats pour une diminution du gradient du SHB. Nous avons opéré en effet à 53 KV, la largeur mesurée revient à des valeurs de 1.25 - 1.3 ps environ. La forme du faisceau présente un lobe élevé au centre entouré d'une base plus large.

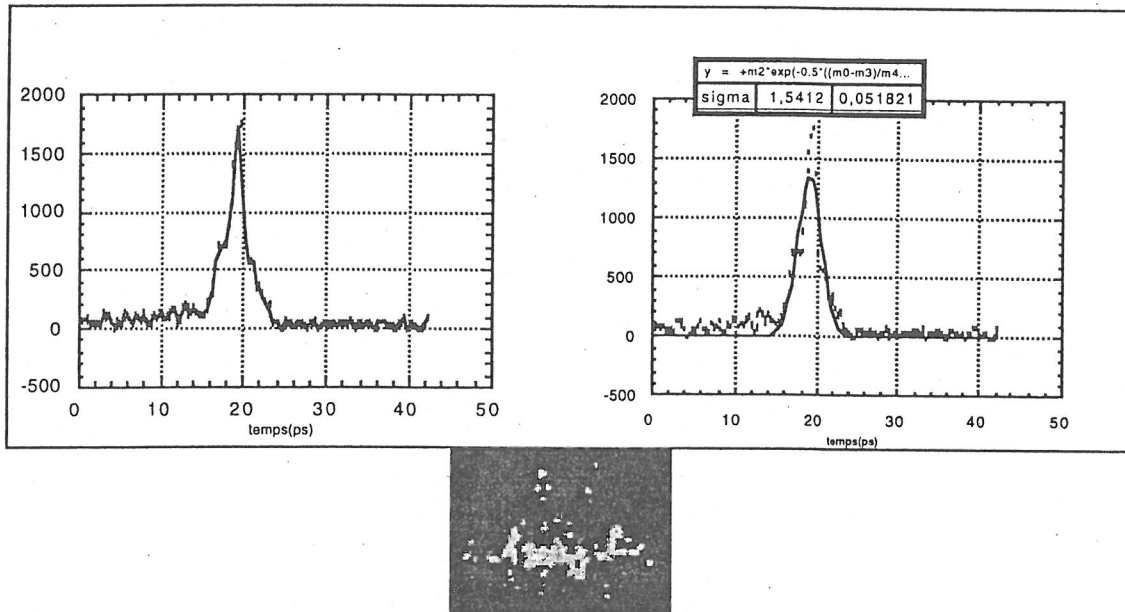


fig6.35

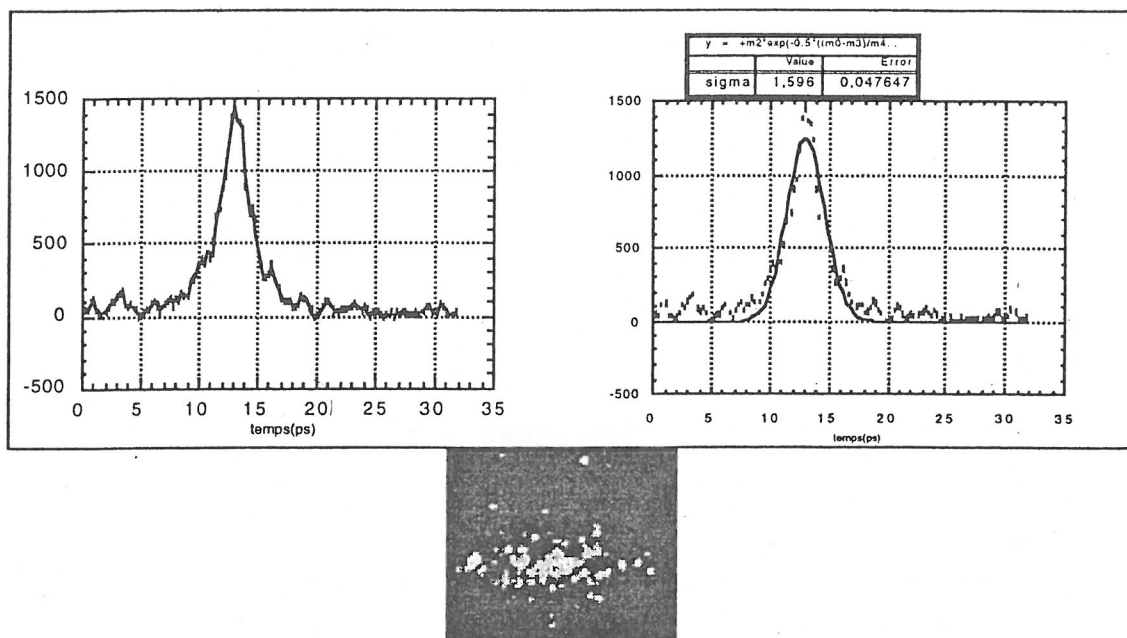


fig 6.36

Les simulations ne nous semblent pas donner d'indications utiles dans ce cas. Nous sommes donc descendu à un niveau de 45 KV. Les résultats sont exposés sur la fig. (6.37). Le faisceau conserve une longueur rms de 1.25 ps environ bien qu'il nous semble que cela soit le résultat du fit, alors que sa forme réelle est en phase de dégradation.

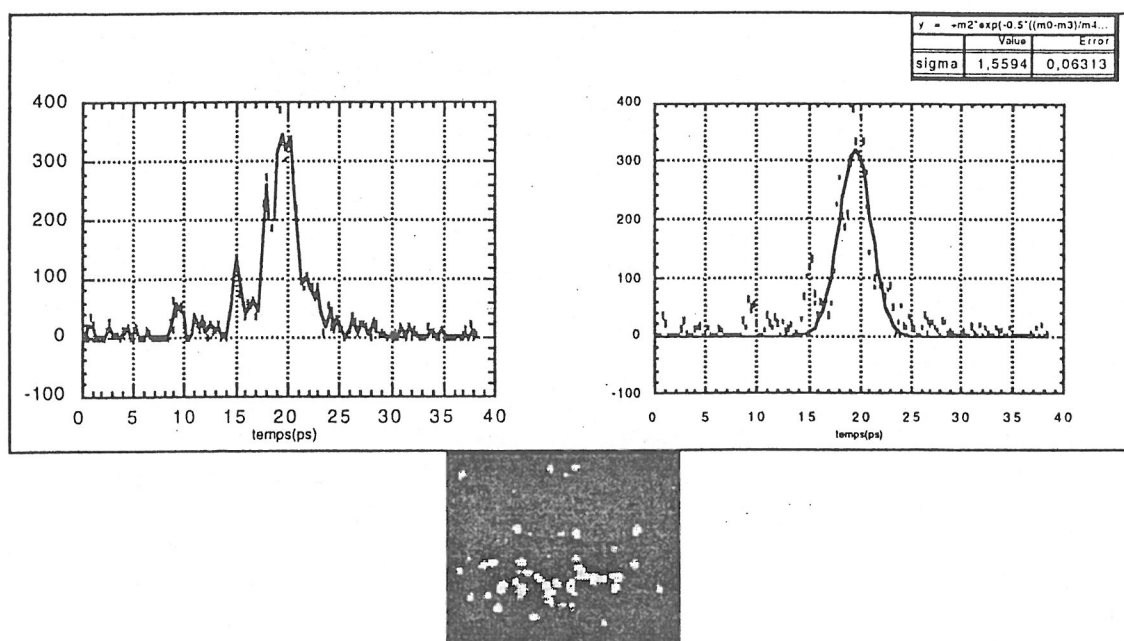


fig 6.37

Nous avons donc continué en changeant de type d'analyse, reporté le SHB dans le réglage optimal et imposé des variations à la phase de la cavité de capture.

Sur les fig. (6.38, 6.39, 6.40, 6.41, 6.42) on illustre les résultats pour respectivement: la phase optimale (17.8°), une augmentation de 2 degrés, une augmentation de 4 degrés, une augmentation de 6 degrés et une réduction d'un degré.

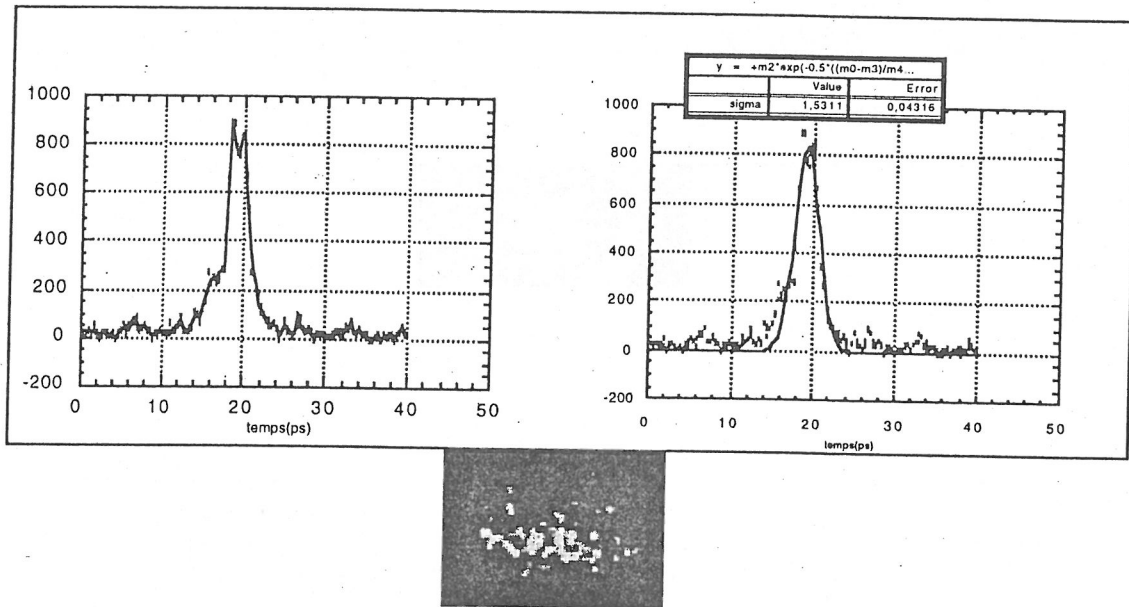


fig 6.38

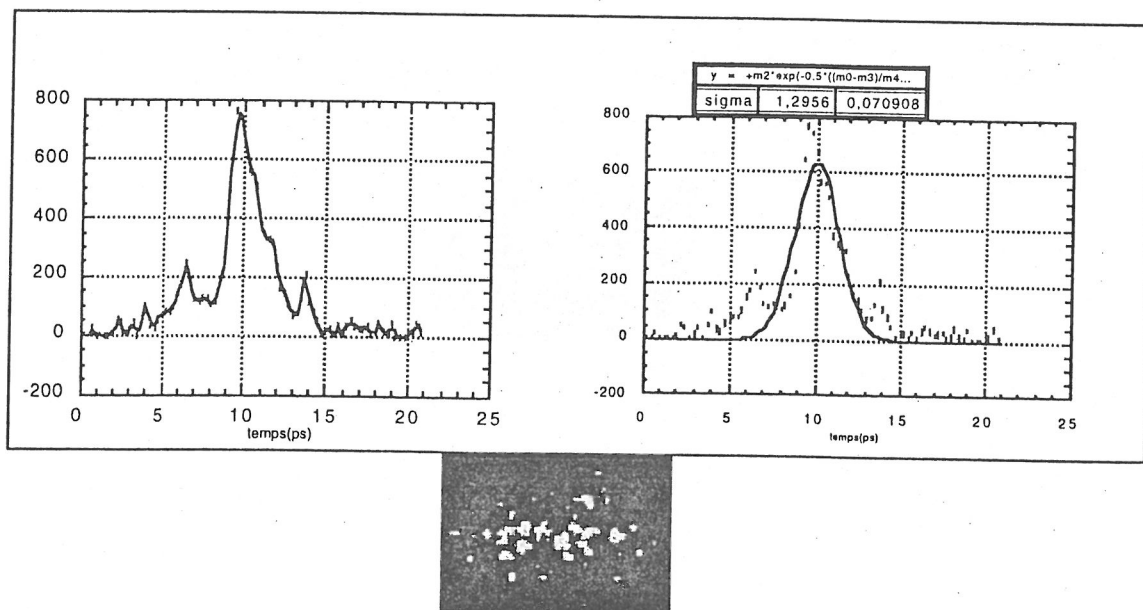


fig 6.39

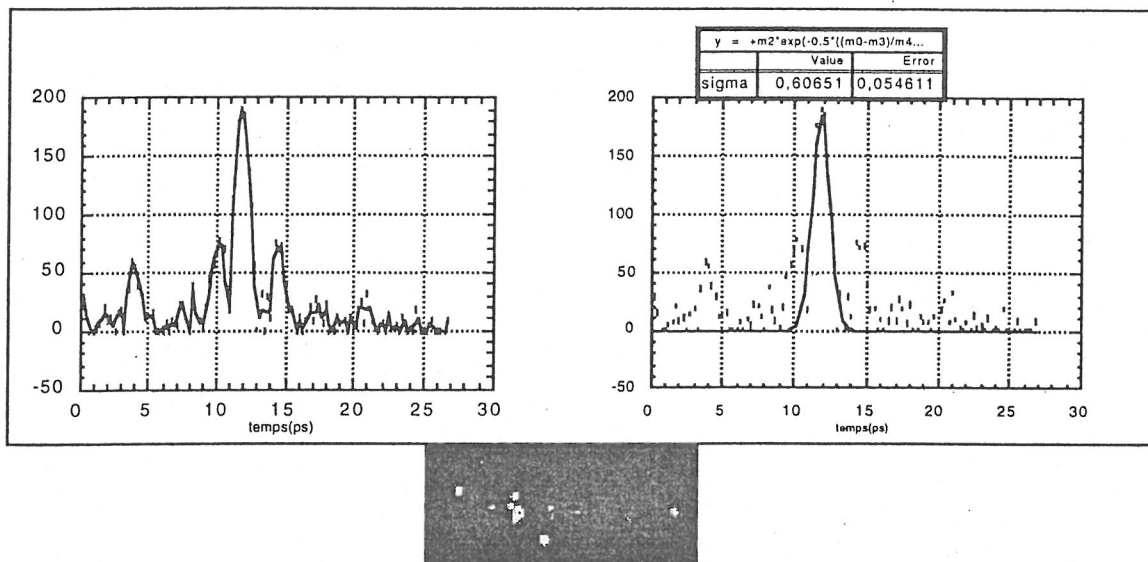


fig 6.40

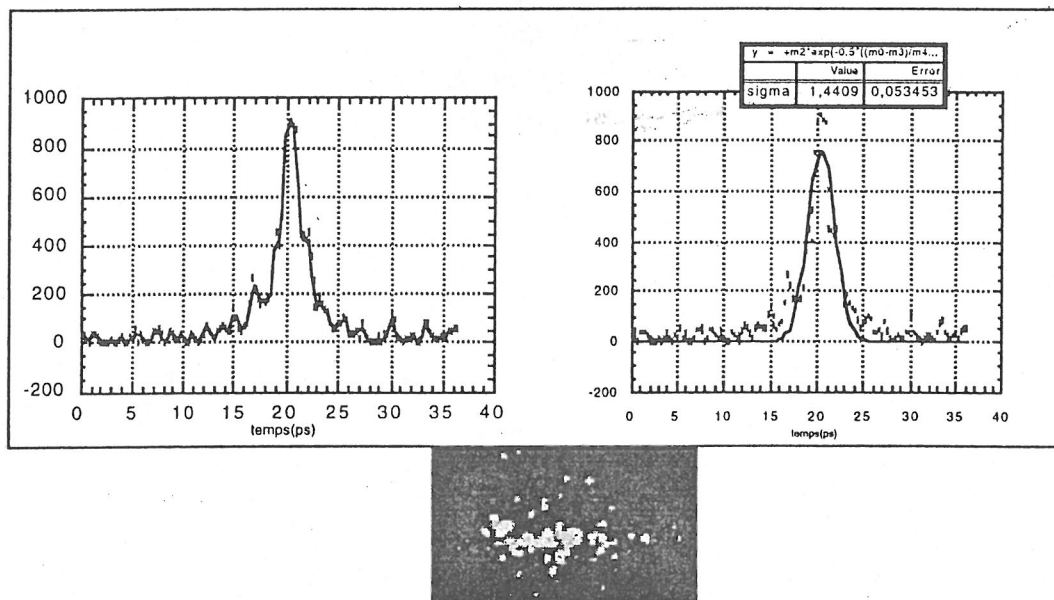


fig 6.41

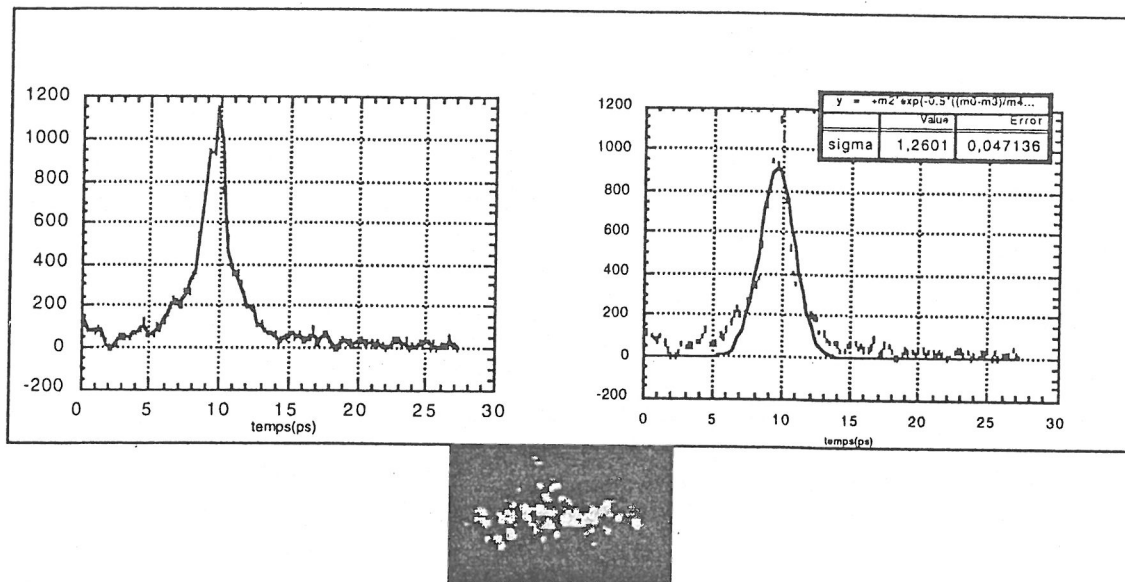


fig 6.42

On peut alors remarquer que dans la phase optimale on retrouve la valeur précédemment mesurée de 1.25 psec (corrigée) et la forme gaussienne du paquet. Au fur et à mesure que l'on augmente la phase, le lobe se réduit. Par conséquent, le fit gaussien entraîne des valeurs de sigma plus faibles, mais qui ne sont pas fiables car on peut remarquer la détérioration progressive du profil du paquet pendant l'accroissement de la phase. Cela ne correspond pas aux résultats de la simulation où à une augmentation de la phase dans la cavité de capture correspondait un effet de groupement du paquet. On peut donc penser que dans la simulation les paramètres nominaux choisis ne représentent pas en réalité le réglage optimal pour le groupement. La réduction de la phase d'un degré nous ramène à un lobe étroit où la longueur est évaluée à 1,1 ps environ.

A partir des mesures de longueur de paquet effectuées on peut donc conclure:

1) Dans le réglage optimal la longueur du paquet est de $\sigma = 1.25$ ps environ. Ce résultat est tout à fait compatible avec les valeurs fournies par les simulations théoriques.

2) En faisant varier les paramètres influant sur le groupement dans l'espace longitudinal (puissance dans le SHB et phase dans la cavité de capture) les résultats sont difficilement comparables aux simulations. Cependant, on remarque que la variation des paramètres cause une détérioration de la forme du faisceau plutôt qu'une augmentation de la longueur du paquet et cela est confirmé par les résultats obtenus à l'aide de PARMELA.

3) Supposons qu' à la sortie de la cavité de capture le faisceau se trouve dans un "waist" (correspondant à une ellipse droite dans le plan de phases longitudinale avec une extension minimum) et que l'effet de la longueur de glissement qui suit soit minimal. On peut alors donner une évaluation approximative de l'émittance longitudinale r.m.s.

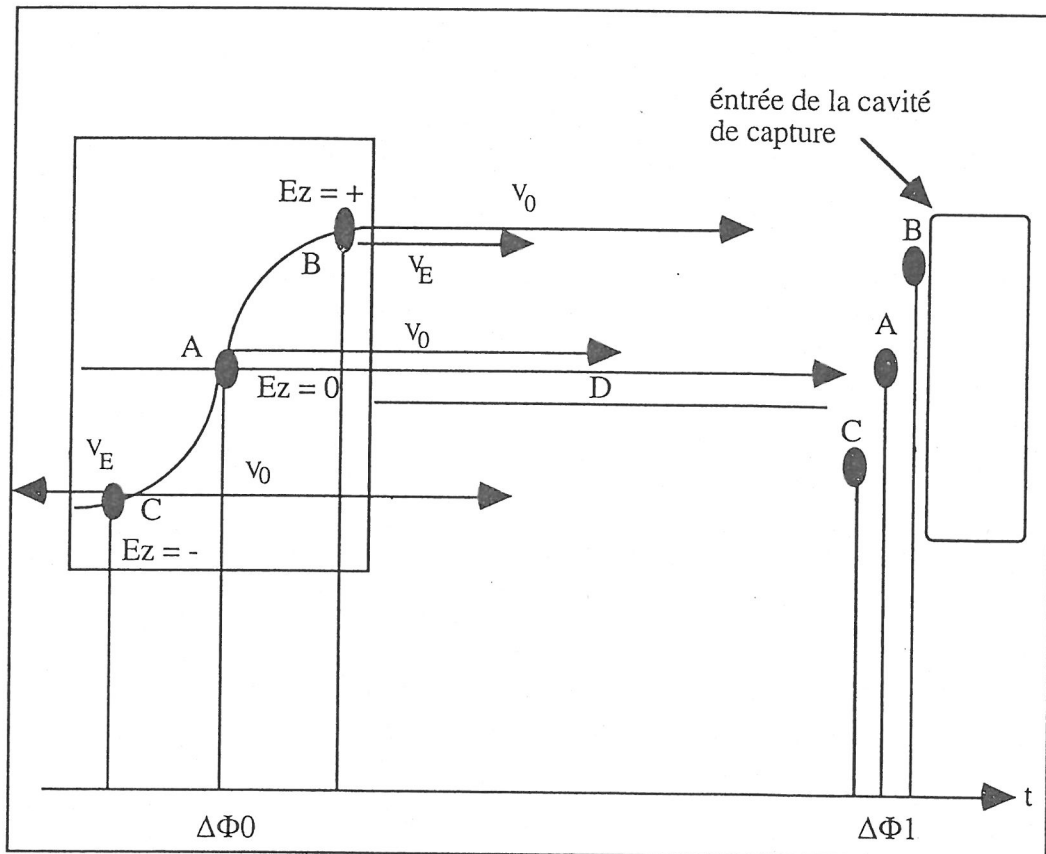
Le résultat est:

$$\varepsilon_L = \pi X_{longueur} X_{dispersion} = 0.939 \pi \text{ ps } \%$$

où X indique la valeur quadratique moyenne.

ANNEXE 1

Le pré-groupeur sub-harmonique (SHB) est composé essentiellement d'une cavité qui résonne à une fréquence égale ou sous-multiple de celle du groupeur (cavité de capture). En principe le SHB est placé dans l'injecteur entre le canon et le groupeur. Sa fonction est de fournir à l'entrée de la cavité de capture un faisceau déjà pré-grouper en phase pour améliorer l'acceptance ($I_{\text{sortie}} / I_{\text{canon}}$) de l'injecteur. En effet si le faisceau arrive déjà structuré en paquets à la cavité de capture il y aura moins de charges qui, en arrivant avec la mauvaise phase, sont perdues dans le groupeur. Le principe de fonctionnement du SHB est illustré en fig.1 :



On peut voir l'application du pré-groupement sur trois particules. La particule qui arrive en premier est la particule C. Elle voit un champ décélérateur qui vient compenser la vitesse initiale v_0 . La particule de référence A arrive au moment où le champ est nul et, donc, se propage sans subir l'effet du SHB. La particule retardée B arrive avec une

phase où le champ dans la cavité est accélérateur et rattrape ainsi son retard sur A. Si on observe le faisceau après une longueur de glissement D on voit que l'effet total est un rapprochement des particules C et B de la particule de référence. La dispersion de phase entre la particule de référence et, par exemple, la particule C est donc réduite selon l'expression :

$$\Phi_c - \Phi_a = \frac{\omega D}{\beta_a} \left(\frac{\beta_a}{\beta_c} - 1 \right)$$

où $\beta_a = v_a / c$ et $\beta_c = v_c / c$.

ANNEXE 2

Dans la zone de champ lointain le vecteur de Poynting, qui représente le flux d'énergie qui traverse l'unité de surface normale à la direction de propagation dans l'unité de temps, est calculé indifféremment à partir du vecteur champ électrique ou du vecteur champ magnétique comme pour une onde plane :

$$1) \quad \boxed{P = \frac{c}{4\pi} E \times H = \frac{c}{4\pi\sqrt{\epsilon}} |H|^2 n = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\epsilon} |E|^2 n}$$

où l'on a désigné par ϵ la constante diélectrique du milieu (système C.G.S. Gauss). La puissance émise à travers la surface S sera alors :

$$2) \quad \boxed{P = \int_S P \cdot dS}$$

et la puissance rayonnée par unité d'angle solide :

$$3) \quad \boxed{\frac{dP}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\epsilon} |RE(t)|^2 = \frac{c}{4\pi\sqrt{\epsilon}} |RH(t)|^2}$$

En intégrant par rapport à la variable temporelle on obtient l'énergie rayonnée par unité d'angle solide.

$$4) \quad \boxed{\begin{aligned} \frac{dW}{d\Omega} &= \int \frac{c}{4\pi} \sqrt{\epsilon} |RE(t)|^2 dt = \int \frac{c}{4\pi\sqrt{\epsilon}} |RH(t)|^2 dt \\ \Downarrow \\ \frac{dW}{d\Omega dt} &= \frac{c}{4\pi} \sqrt{\epsilon} |RE(t)|^2 = \frac{c}{4\pi\sqrt{\epsilon}} |RH(t)|^2 \end{aligned}}$$

On peut appliquer maintenant l'équation de Parseval;

$$5) \quad \boxed{\int_{-\infty}^{+\infty} |F(t)|^2 dt = 4\pi \int_{-\infty}^{+\infty} |f(\omega)|^2 d\omega}$$

où $f(\omega)$ est la transformée de Fourier de la fonction $F(t)$.

$$f(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt$$

On aura donc la formule exprimant la densité spectrale de l'énergie rayonnée par unité d'angle solide en représentation de Fourier :

$$6) \quad \frac{dW}{d\Omega d\omega} = c\sqrt{\epsilon} |RE(\omega)|^2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} |RH(\omega)|^2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} |R(\nabla \times A(\omega))|^2$$

en considérant le potentiel vecteur retardé on a :

$$7) \quad \begin{aligned} A(\omega) e^{-i\omega t} &= \frac{1}{c} \int \frac{J(\omega, R)}{R} e^{-i(\omega t - kR)} dV \quad \text{avec } k = \frac{\omega \sqrt{\epsilon}}{c} \\ \Downarrow \\ A(\omega) &= \frac{1}{c} \int \frac{J(\omega, R)}{R} e^{ikR} dV \end{aligned}$$

en substituant le développement (1.2.1) au premier ordre, il vient :

$$8) \quad A(\omega) = \frac{1}{c} \int \frac{J(\omega, R)}{R} e^{i(kR_0 - kr)} dV \quad \text{avec } J(\omega, R) = \frac{q}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{v} \delta(R - R(t)) e^{i\omega t} dt$$

en remplaçant et en intégrant par rapport à la variable spatiale on obtient :

$$9) \quad A(\omega) = \frac{q}{2\pi c} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \int \mathbf{v}(t) e^{i(\omega t - kr)} dt$$

pour les propriétés du rotationnel on peut écrire :

$$10) \quad \nabla \times A(\omega) = \frac{i\omega \sqrt{\epsilon} q}{2\pi c^2} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \int \mathbf{n} \times \mathbf{v}(t) e^{i(\omega t - kr)} dt$$

en remplaçant dans l'expression (6) on arrive à l'équation (1.2.2).

ANNEXE 3

TRANSPORT

TRANSPORT [19] est un programme conçu pour calculer le transport du faisceau dans un accélérateur. Il est basé sur le calcul matriciel. L'utilisateur définit le faisceau à l'entrée et les éléments de la ligne à l'aide des matrices caractéristiques. Le calcul est effectué sur la matrice (3.2.7), bien que dans le fichier d'entrée et dans celui de sortie apparaisse la dimension réelle du faisceau déjà transformé (il faut se souvenir que les paramètres σ_{ii} représentent la grandeur totale divisée par deux au carré). Chaque élément appartenant à la ligne sera introduit à l'aide des coefficients de la matrice R au moyen du calcul exact des fonctions caractéristiques, en excluant donc l'approximation de lentille mince. Comme il ne prévoit pas l'introduction de l'effet de charge d'espace, TRANSPORT ne s'applique effectivement que sur des lignes où le faisceau est considéré comme relativiste. Les composants de ligne qui peuvent être introduits sont essentiellement la longueur de glissement, le quadrupôle, le solénoïde, le dipôle déflecteur, sextupôle et la section accélératrice. En outre, il y a également la possibilité de calculer les effets de désalignement de l'élément magnétique, d'un déplacement du centre de masse du faisceau, d'introduire la masse des particules (ce qui est important pour les faisceaux pulsés à faible énergie), de calculer les corrections pour les champs de fuite, d'effectuer le calcul de la matrice de deuxième ordre, etc.. TRANSPORT donne aussi la possibilité d'ajuster les paramètres de la matrice du faisceau aussi bien que ceux des éléments de la ligne, ce qui est très utile. Cela permet donc de l'utiliser aisément dans la phase de projet des différents éléments.

PARMELA

La version de PARMELA utilisée pour nos calculs est une version modifiée [52] par rapport à la version originale. Ce code opère à l'aide de la résolution intégrale de l'équation du mouvement des charges dans des champs électromagnétiques. L'analyse du comportement dynamique du faisceau à partir de l'émission des charges à la source

est donc possible (dans la version utilisée il y a aussi la possibilité de tenir compte des effets de charge d'espace). Le fichier d'entrée qui définit le faisceau est élaboré en imposant un nombre de charges à calculer (afin de réduire le temps de calcul, il convient de réduire le nombre de charges si l'on veut imposer une maille à plusieurs pas d'intégration). Il donne de nombreuses possibilités, allant de la création d'une distribution aléatoire jusqu'à la définition du faisceau par le moyen des paramètres de Twiss. Les fichiers de sortie permettent de déterminer, non seulement les dimensions du faisceau dans l'espace des phases, mais aussi les émittances r.m.s., 90% et 100% de l'intensité. De plus, la possibilité de connaître les caractéristiques de chaque particule tout le long de la structure analysée implique une très grande flexibilité par rapport aux routines graphiques utilisées pour exposer les résultats. A l'aide de PARMELA il est possible d'analyser le faisceau à partir de l'émission du canon pour passer ensuite aux éléments magnétostatiques, mais aussi aux structures accélératrices à ondes progressives, aux ondulateurs, au chopper, à la cavité de prégroupement, c'est-à-dire à tous les éléments à même de varier l'énergie du faisceau. Cela rend PARMELA, sans aucun doute, plus adapté que TRANSPORT au calcul des faisceaux faiblement relativistes, bien que ce dernier garde par rapport à PARMELA l'avantage d'effectuer l'ajustement sur les fonctions analytiques caractéristiques des éléments de ligne, ce qui est déterminant en phase de projet.

ANNEXE 4

L'épaisseur du cône d'émission Cherenkov est nulle dans le cas idéal d'un radiateur d'épaisseur infinie. Si la trajectoire de la particule a une longueur finie L , l'image sera diffractée avec une largeur de diffraction :

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{L \sin\theta}$$

Dans notre cas, $L = 0.5 \text{ mm}$, $\theta = 55.5^\circ$, cette largeur est, pour les fréquences optiques, de l'ordre du milliradian.

Par contre, et à cause de l'épaisseur finie du radiateur, les phénomènes de diffusion multiple affectent la trajectoire de la particule chargée et par voie de conséquence la direction des photons émis. Dedrick [53] a calculé l'effet combiné de la diffraction et de la diffusion multiple. Nous utiliserons les résultats de Dedrick pour évaluer les conséquences de ces effets sur notre mesure.

Si on désigne par κ la demi-largeur de la distribution angulaire du cône d'émission (voir fig. 1a / 1b) on essaiera de la déterminer en se servant des courbes établies par Dedrick (fig 2)

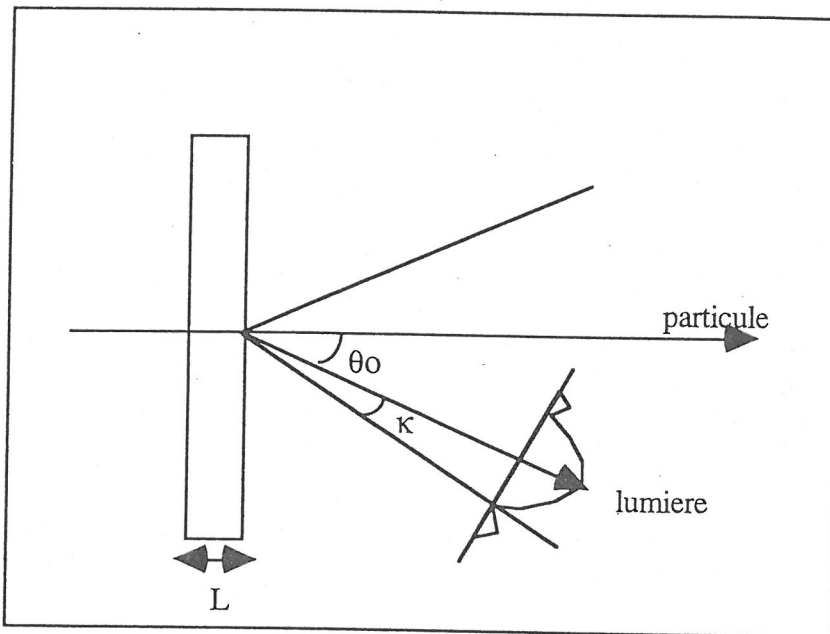


fig 1a -

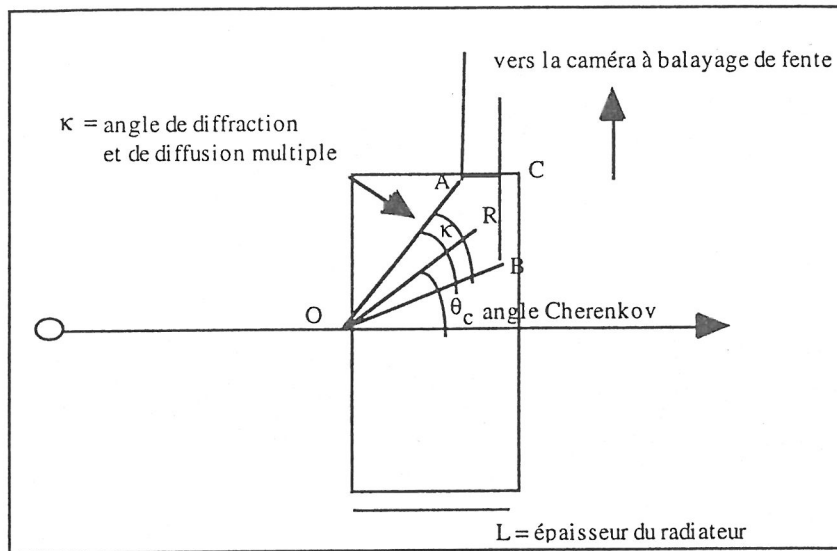


fig 1b -

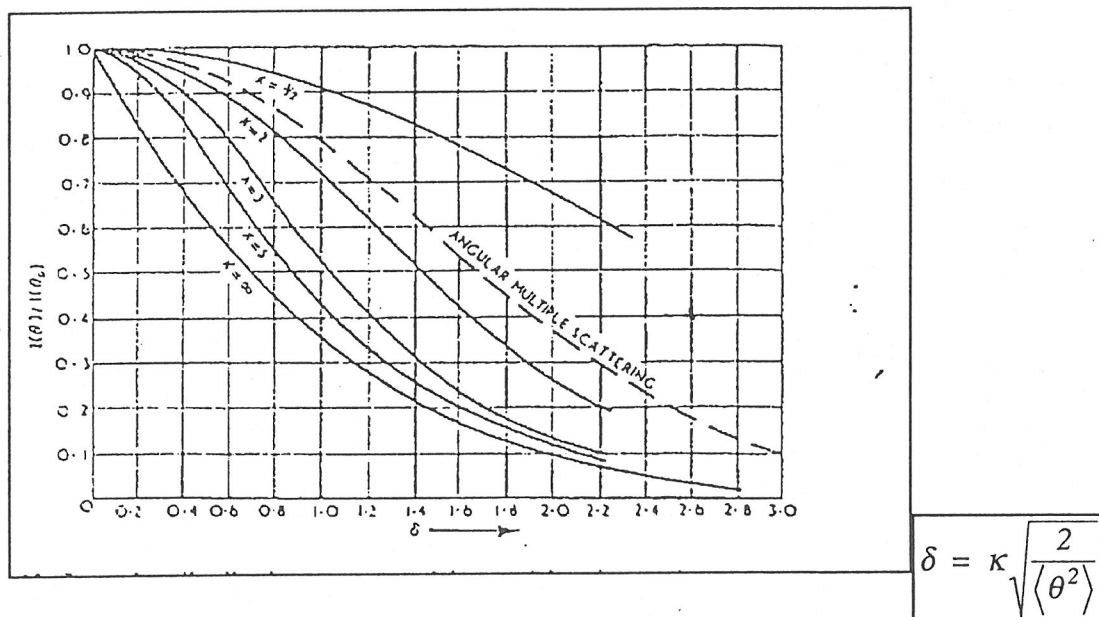


fig 2 -

Le paramètre K est donné par [53]:

$$K = \left[\left(\frac{6\pi}{\sqrt{2}} \right) n \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \frac{L}{\lambda} \sin \theta_0 \right]^{1/3}$$

où

- 1) n = indice de réfraction
- 2) θ_0 = angle Cherenkov $\sim 55.5^\circ$,

$$3) \boxed{\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim \frac{14.1}{En} \sqrt{\frac{L}{L_r}}} = \text{angle r.m.s de diffusion multiple} = 5.34^\circ \text{ pour un saphir}$$

de 0.5 mm d'épaisseur,

4) L = épaisseur du radiateur

5) L_r = longueur de radiation du saphir.

Si on prend la largeur à mi-hauteur ($I(\theta) / I(\theta_0) = 0.5$) de la fig 2 on peut en déduire que $\delta \sim 0.85$. On peut alors accéder à la valeur de κ au moyen de l'expression :

$$\boxed{\delta = \kappa \sqrt{\frac{2}{\langle \theta^2 \rangle}}}$$

d'où $\kappa = 3.2^\circ$.

L'épaisseur du cône Cherenkov projeté sur la direction du hublot est donc:

$$\boxed{\begin{aligned} \Delta X &= 2\kappa \rho \cos \alpha \sim 36 \mu m \\ \text{o } \rho &= \frac{L}{\cos \theta_c} = \text{rayon du cone mis} \end{aligned}}$$

Auquel correspond un retard $\Delta X / c = 0.12$ ps

Resumé et conclusions

La description théorique du Rayonnement de Transition, développée dans les premiers chapitres du memoire, nous a permis de rappeler, sinon d'introduire, les elements necessaires a la preparation et a l'analyse des experiences effectuees sur l'installation TTF a Hambourg. En termes plus precis, le choix du traitement par la méthode des photons quasi-réels, mentionnée dans la thèse de L.Wartski, nous a permis de donner une description simple et intuitive du rayonnement de transition vers l'arriere, qui est le plus utilisé dans les diagnostics de faisceaux. De plus, cette méthode conduit, en se plaçant dans l'espace des parametres d'impact, a une approche intuitive de la notion de resolution intrinseque du Rayonnement de Transition.

Les notions de longueur de coherence et de longueur de formation du rayonnement, reprécisées nous ont été utiles dans la conception et la comprehension des experiences.

Un des buts principaux du travail expérimental étant la mesure de l'émittance du faisceau, une attention particuliere a ete consacree a la méthode de mesure par les trois gradients. Le modèle "lentille mince" avec ajustement parabolique montrant ses limites dans les conditions de notre experience, nous lui avons substitue une méthode d'ajustement plus performante qui prend en compte les parametres optiques réels de tous les éléments, étant pour cette raison applicable à n'importe quelle configuration choisie pour la mesure. Cette methode, plus precise et plus sure que celle de l'ajustement parabolique, permet une convergence rapide dans la détermination des parametres de l'ellipse d'émittance et une evaluation des erreurs.

La partie proprement optique de ce travail a ete preparee, aussi bien pour les dimensions transverses que pour la longueur du paquet, par une etude des fonctions optiques principales: reponse impulsionnelle, transfert optique, transfert de modulation, pouvoir de resolution,...

Cette etude a comporte une phase experimentale qui nous a permis de determiner avec precision la resolution du système optique: cette donnee est en effet indispensable pour remonter aux dimensions vraies (longitudinales et transverses) du faisceau.

Les mesures sur le faisceau de TTF, concentrées sur quelques jours pour l'ensemble des experiences effectuees, ont permis de caracteriser le faisceau de l'injecteur de TTF

pour lequel une emittance normalisée voisine de 20mm mrad a été déterminée pour les deux plans (H et V) correspondant à 90% de l'intensité. Cette valeur est en très bon accord avec les simulations.

La longueur de paquet de l'injecteur de TTF, mesurée à partir de l'image fournie par un radiateur Cherenkov, présentait au minimum une valeur de 1.2 ps RMS proche de celle obtenue avec le code PARMELA. Compte-tenu d'une dispersion en énergie de 0.8% RMS (à 10 MeV), mesurée avec un Mesureur à Electrons secondaires, nous avons pu déterminer une emittance longitudinale de $\epsilon_L \sim 0.96 \pi \cdot \text{ps}\%$.

Associée à l'émittance transverse, indiquée plus haut, cette valeur complète la connaissance du volume d'emittance 6D du faisceau de TTF.

Nous nous sommes aussi intéressés au comportement dynamique du faisceau de TTF. L'observation des profils transverses du faisceau ainsi que de l'émittance, grâce à l'utilisation de fenêtres temporelles de 1 ou 8 microsecondes, a pu mettre en évidence:

- l'effet de compensation de phase dans le groupeur subharmonique pour corriger la charge du faisceau dans la cavité (" beam-loading, ")
- l'effet des fluctuations de courant dans les éléments magnétiques.

L'utilisation de la caméra CCD intensifiée nous a ainsi permis, grâce à l'observation de l'intensité de l'image et des oscillations dipôlares et quadripôlares, de suivre l'évolution du faisceau en fonction de divers paramètres. Cette observation s'est étendue à la longueur du paquet dont on a pu mesurer les variations en fonction du gradient dans la cavité SHB ou de la phase dans la cavité de capture.

De façon plus générale, ces mesures nous ont permis de tester la capacité des méthodes et techniques utilisées, de suivre, presque instantanément et dans des fenêtres temporelles choisies, l'évolution d'un faisceau de particules soumis aux variations et aux fluctuations des éléments d'accélération de focalisation ou de guidage.

BIBLIOGRAPHIE

- 1] TESLA COLLABORATION : "TESLA Test Facility Linac - Design Report" - DESY Print - TESLA 95-01 - Editor D.A.Edwards
- 2] M.L Ter - Mikaelian : "High Energy Processes in Condensed Media" - Wiley Intersciences - New York (1972)
- 3] L. Wartski - "Etude du Rayonnement de Transition Optique Produit par des Electrons d'Energie 30 a 70 MeV. Application aux Diagnostics de Faisceaux de Particules Chargees" - These de Doctorat d'Etat - Universite de Paris Sud (1976)
- 4] X. Artru, P. Dhez, P. Rullhussen : " Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons " - Series " Synchrotron Radiation Techniques ", vol 7 - World Scientific, sous presse
- 5] J.C. Ashley : "Transition Radiation from thin foils due to non normally incident electrons" - Physical Review Vol 155 number 2 -10/03/67 - (1967)
- 6] K.T. Mc Donald : "Transition Radiation as a Beam Diagnostic" - note - 23/01/1989
- 7] J. D. Jackson : "Classical Electrodynamics" - Second Edition 1975 - J.Wiley&Sons
- 8] J.D. Lawson : "Particle-photons interactions" - Cern Accelerator School, Synchrotron Radiation and Free Electron Laser - Chester College, Chester, U.K. 6 - 13 /04 /1989
- 9] L.D Landau, E.M Lifshitz - "Quantum Electrodynamics" - Pergamon Press - Second Edition - Oxford 1976
- 10] X. Artru et coll. : "Experimental Investigations on Geometrical Resolution of Optical Transition Radiation (OTR)" - N.I.M - sous presse
- 11] V. Baier : " Radiation Theory : Formation Length Concept " - Seminaire - LAL / SERA - 18 / 10 /1996
- 12] J.C Denard et coll : " High Power Beam Profile Monitor with Optical Transition Radiation " - PAC 97, Proceedings of the Particles Accelerators Conference - Vancouver 1997
- 13] L.D. Landau, E.M Lifshits, L.P Pitaevskij : " Fisica Statistica " Ed Riuniti, Ed Mir (1978)
- 14] J. Aubert, C. Lejeune : "Emittance and Brightness: Definitions and Measurements" - Advances in Electronics.- Academic Press.Inc. - (1980)
- 15] H.Wiedemann : "Particle Accelerator Physics" - Springer Verlag - Berlin 1993
- 16] J. Buon : "Beam Phase Space and Emittance" - Cern Accelerator School - Finland 1992 - Editor S.Turner.
- 17] P.M. Lapostolle : IEEE Trans.Nucl.Sci.- NS 18 - No 3, pag 1101 - (1971)

- 18] S. Brandt : "Statistical and Computational Methods in Data Analysis" - North Holland Publishing Company - Amsterdam 1970
- 19] K.Brown, S. Howry : "Transport / 360 A Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems" - SLAC Report No 91 - July 1970
- 20] K.T. Mc Donald, D.P.Russel : "Methods of Emittance Measurements" - Joint US-CERN School in Observation, Diagnosis and Correction on Particle Beams, Proceeding - Capri Italy 1988.
- 21] R. Chehab et al : "Beam Emittance Determination Using Optical Transition Radiation" - EPAC - Berlin 1992.
- 22] A. Lolergue et coll : "Transverse and longitudinal emittance measurements in the ELSA Linac" - NIM A 384 (1997) - 285-292
- 23] N.C. Nguyen : "Elucubrations sur l'Emittance (suite)" - L.A.L - NI / 46-72 - Orsay 1972
- 24] M.C. Ross, J.T.Seeman et al : "High Resolution Beam Profile Monitor in the SLC" - SLAC PUB 3640 - April 1985
- 25] H. Monard : "Choix d'une Méthode de Mesure de l'Emittance pour le Canon H.F" - L.A.L/S.E.R.A. 92-07 - Orsay 1992
- 26] R. Belbeoch : " Mesure de l'Emittance du Faisceau à la Sortie du Groupeur de Clio - Suite" - L.A.L/S.E.R.A. 90/152/CLIO - Orsay 1990
- 27] J. Rossbach, P. Schmüser - Cern Accelerator School - Finland 1992 - Editor S.Turner.
- 28] K.G. Steffen : "High Energy Beam Optics" - Interscience Publishers - New York 1965
- 29] K. Crandall : "PARMELA" - Manuscript
- 30] Y. Thiery : communication privée
- 31] R. Chehab : " Quelques Precisions Concernant l'Acquisition des Donnees Fournies par les Mesureurs de Profil " - LAL, note SERA 95-72 - Orsay 07 / 03 / 95
- 32] F. James : " MINUIT " - Reference Manual - version 94.1 - CERN Geneva 1994
- 33] S.G. Lipson, H Lipson, D.S Tannhauser : "Optical Physics" - Cambridge University Press - Third Edition (1995)
- 34] R.E. Hopkins : "Geometrical Optics" - Methods of experimental physics - vol 25 - Academic press - (1988)
- 35] W.B. Wetherell : " The Calculation Of Image Quality " - Applied Optics and Optical Engineering - vol 8 1980 - Academic Press
- 36] CATALOG of the EALING ind.1994
- 37] C. Rossetti : "Metodi Matematici Per La Fisica" - Ed Levrotto & Bella - Torino 1984
- 38] CATALOG of the MELLES & GRIOT ind. 1997

A M. Aubert va naturalmente tutta la mia gratitudine per aver accettato a fare parte del Jury con gentilezza e disponibilit .

Vorrei inoltre fare un ringraziamento particolare a **M.T.Garvey**.

Caro Terry anche con te lo spazio e' tiranno per riuscire a renderti merito per la tua disponibilit  e simpatia. Purtroppo questo ringraziamento era cominciato con te presente nel jury di tesi, poi sappiamo come e' andata a finire e quanto me ne dispiace. In tutti i casi volevo dirti che parlare con te di fisica degli acceleratori (e non) e' stato veramente un piacere e l'unico rammarico e' di non avere avuto piu' tempo a disposizione.

Un altro grazie di cuore va ai Prof. **A. Massarotti** e **V. Vaccaro** che hanno reso possibile questo dottorato hanno seguito le mie vicissitudini.

Di seguito vorrei quindi ringraziare di cuore tutti gli appartenenti al servizio SERA: **M. J Le Duff**, che in qualita' di capo servizio ha accettato la mia presenza durante questo periodo.

Mme **M.C.Leproust** (con la u larga), **M. J Rodier** e **M. M.Bernard** che mi hanno offerto la loro amicizia e il loro supporto aiutandomi nel mio lavoro.

Cara Marie Claude, di sicuro senza la tua allegria e la tua compagnia, la mia vita qui sarebbe stata molto piu' complessa. Adesso resta un punto : come fare senza la chacauette?

Cari Michel e Jacques, la vostra amicizia e il vostro aiuto nel mio lavoro sono stati per me importantissimi. E' anche per voi che avro' sempre una buona ragione per tornare a Parigi.

Vorrei poi ringraziare la mia compagna d'ufficio Melle **K.Honkavaara** per la sua amicizia e per le discussioni interessanti che mi hanno sempre stimolato.

Un grazie particolare va a Mme **M.Taurigna - Quere**, la cui competenza e simpatia hanno permesso la realizzazione del mio lavoro.

Un altro ringraziamento particolare a **G.Devanz** che stimo particolarmente, prima di tutto come persona e amico e poi come ricercatore.

Un altro grazie di cuore va a tutti quelli del servizio che hanno collaborato, mi hanno aiutato e mi hanno sempre offerto la loro disponibilit  : **M. Y Thierry**, **M. B.Lebond**, **M V. Chaumat**, **M.F.Blot**, **M. M Mencik**, **M.J.C.Bourdon**, **M.J.N.Cayla**, **M.P.Dufresne**, **M.Bottone**, **M.B.Mouton**, Melle **C. Thomas**, **M. M Omeich**, **M J.Lamouroux**, **M.P.Thomas**, **M. H Bergeret**, **M. B. Jacquemard**,e se ho dimenticato qualcuno mi perdoni.....

Un altro ringraziamento particolare e' d'obbligo per **Achille Stocchi**, **Alessandra Ronzini** e **Giacomino**. Gli argomenti per dirvi grazie sono troppi quindi accontentatevi di un semplice pensiero. Con loro vorrei anche ringraziare di cuore **Roberto** (artefice del mio arrivo a LAL) e **Francesa Losito** per la loro simpatia e gentilezza, con la speranza di vederci presto.

Un grazie sincero anche a **Fabrizio Parodi** per la sua simpatia e per l'aiuto fornitomi. Un ulteriore pensiero e' per le colleghe dell'ufficio missioni, **Mme Caudan, Mme Macek, Mme George** che con la loro allegria ed efficienza hanno reso picevole ogni mia trasferta di lavoro.

Un altro ringraziamento va ai colleghi di Saclay, Desy, Milano, Roma e Ginevra per la collaborazione ottenuta e l'amicizia dimostratami .

Ringrazio quindi **M B.Aune** per tutto cio' che ha fatto per me e in successione **M.J.M.Joly, M.M.Jablonka, M.Y.Lussignol, M.S.Chel, M.O.Napoly, M.G.Schmidt, M.K.Hanke, M.S.Schriber, M.P.Patteri, M. L.Catani, M. D.Giove, M C.Pagani, M. J.C Thomi.....**e anche qui avro' sicuramente trascurato qualcuno che deve pero' sentirsi parte della lista!

E' per me poi necessario ricordare i compagni delle misure ad Amburgo, **Rossano, Alessandro e Nico** con i quali ho passato un bellissimo periodo di lavoro e non.

Un grazie particolare anche a **Mme E.Spivac** per la simpatia dimostratami durante i tre anni a Parigi.

Un altro pensiero ai colleghi e amici di Trieste per tutto l'affetto dimostratomi : Carlo e Michela, Isa e Euro e Gerardo.

I ringraziamenti finali sono senza dubbio per la mia famiglia, **Mamma, Papa', Maurizio, Laura, i Nipotini (anche quello in arrivo) e Tutti i Nonni** che mi ha sempre sorretto e voluto bene nonostante la mia distanza, fisica e mentale.

A **Fiorella** voglio lasciare il mio pensiero finale. Non voglio parlare del grandissimo aiuto professionale che mi ha dato per la redazione della tesi, ma bensì del suo supporto e del suo entusiasmo, anche nei momenti difficili.

La sua presenza al mio fianco e' senza dubbio una delle cose piu' importanti e determinanti nella mia vita.

Résumé

La thèse présentée, comportant six chapitres, est divisée essentiellement en trois parties. Après une présentation du projet TTF, la première partie, qui concerne les trois premiers chapitres, constitue le support théorique du travail de thèse. La méthode des photons virtuels appliquée au rayonnement de transition y est développée et les résultats comparés avec ceux obtenus par L. Wartski (énergie rayonnée par unité d'angle solide et intervalle de fréquence, nombre de photons dans le cas de la transition vide-milieu). La description de la méthode de mesure de l'émittance du faisceau et la définition des fonctions optiques principales exposées dans les chapitres suivants constituent la deuxième partie. On y a développé une analyse de la méthode des trois gradients qui permet, grâce à une approche statistique, de déterminer l'émittance avec une précision que l'on sait calculer. Pour ce qui concerne la caractérisation des chaînes de mesure optique utilisées, nous avons introduit et mesuré les grandeurs qui expriment la résolution de la mesure d'un objet, optimisé la ligne optique - de grande longueur pour protéger la caméra à balayage de fente - et calculé les facteurs perturbants la mesure de longueur de paquet. Le dernier chapitre comporte une présentation et une analyse des résultats obtenus pour l'émittance transverse du faisceau aussi bien que pour la longueur des micropaquets. La première partie de ce chapitre est dédiée aux résultats de mesures de l'émittance transverse. Les valeurs obtenues pour des énergies comprises entre ~ 8 et 12 MeV sont fournies, de même que des mesures d'émittance dans des " fenêtres " de $8 \mu s$ à l'intérieur de la macroimpulsion ($30 \mu s$). La deuxième partie est dédiée à une analyse du profil du faisceau dans des " fenêtres " de $1 \mu s$ à l'intérieur de la macroimpulsion. Cette observation nous a permis de réaliser une stroboscopie du faisceau et de mettre en évidence l'influence de certains paramètres sur le comportement dynamique du faisceau. La dernière partie du chapitre est consacrée aux mesures de longueur de paquet effectuées en associant le rayonnement Cherenkov à une caméra à balayage de fente. Les profils longitudinaux obtenus pour divers types de fonctionnement de l'injecteur de TTF sont fournis. L'ensemble de ces résultats, associé à une mesure de dispersion en énergie a fourni l'émittance 6D du faisceau de TTF.

Mots - Clés

Rayonnement de transition
Rayonnement Cherenkov
Photons Virtuel
Emittance

Méthode des Trois Gradients
Longueur de Paquet
Caméra à Balayage de Fente
Tesla Test Facility